

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE LICHTVERDEELING BIJ REFLECTIE OP VERSCHILLENDE MATERIALEN VOOR PLAFOND- EN WANDBEDEKKING

door Joh. JANSEN.

535.242.44 : 628.93

Bij de indirecte verlichting, met name wanneer deze uit koven langs de wanden wordt bewerkstelligd, speelt niet alleen het totale reflectievermogen van het plafondoppervlak een rol, maar ook de verdeling van het gereflecteerde licht over alle richtingen. De hoofdvormen van reflectie zijn in verband te brengen met de gebruikelijke kwalitatieve kenschetsing van het oppervlak als „mat” of „glimmend”, „ruw” of „vlak”. Om deze kwalitatieve aanduiding door kwantitatieve gegevens te vervangen, zijn aan een reeks van materialen metingen verricht van de genoemde verdeling bij verschillende invalshoeken. Een aantal meetresultaten wordt in figuren weergegeven en toegelicht.

Het reflecteerend vermogen van een oppervlak wordt gewoonlijk aangegeven door de reflectiecoëfficiënt, d.i. het gedeelte van het opvallende licht, dat teruggekaatst wordt. Naast dit totale reflectievermogen speelt echter in vele gevallen ook de verdeling van het gereflecteerde licht over de verschillende richtingen een belangrijke rol. Met name is dit het geval, wanneer de richtingen van inval en reflectie groote hoeken met de normaal van het oppervlak maken. In dit tijdschrift is bijv. reeds uiteengezet, hoe de kwaliteit van een straatverlichting hierdoor wordt beïnvloed¹⁾. Een ander sprekend voorbeeld vindt men in de gevelbelichting, die voor reclame of decoratieve doeleinden wordt toegepast. Zou men een wit marmeren gevel op de gebruikelijke wijze willen verlichten door dicht bij de voet van het gebouw geplaatste bundellichten schuin omhoog op de gevel te richten, dan zou van het beoogde effect vrijwel niets blijken terecht te komen. Toch heeft het marmeren oppervlak een behoorlijk reflecteerend vermogen, getuige het feit, dat het overdag blinkend wit wordt gezien. De verklaring ligt voor de hand: het marmeren oppervlak reflecteert het licht in hooge mate spiegelend. Valt het licht, zooals overdag het geval is, van boven komend op het marmer, dan wordt het voornamelijk naar beneden teruggekaatst, waar de toeschouwer staat; het zeer schuin van onderen tegen de gevel geworpen licht echter wordt

door het marmer voornamelijk in de richting naar de hemel gereflecteerd. De algemeene conclusie is, dat glimmende oppervlakken zooals marmer, ge-glaazuurde steen en glas voor gevelbelichting onge-schikt zijn; matte en vooral ruwe oppervlakken daarentegen, bijv. baksteen, pleister en derg., zijn in dit opzicht zeer goed te gebruiken.

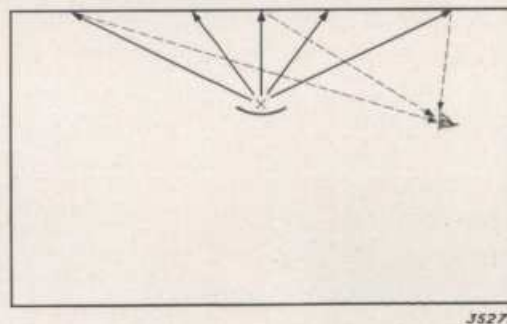
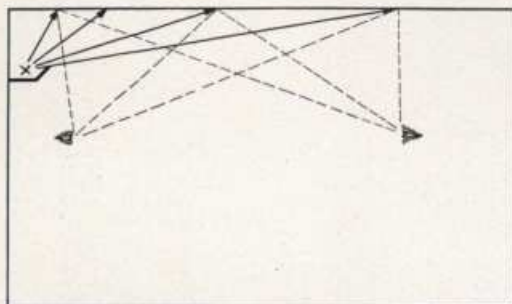


Fig. 1. Indirecte verlichting met een lamp midden onder het plafond.

Ook bij de verlichting binnenshuis, met name bij indirecte verlichting, kan de verdeling van het op de bouwmaterialen gereflecteerde licht van groote invloed zijn. In fig. 1 is een gebruikelijke opstelling voor indirecte verlichting geschetst, waarbij de lichtbron midden onder het plafond hangt en het licht alleen naar het plafond straalt, dat dan als „secundaire lichtbron”, door de reflectie, de geheele ruimte verlicht. Men ziet, dat verschillende gedeelten van het plafond onder verschillende, gedeeltelijk vrij groote, hoeken met

¹⁾ J. Bergmans, Helderheid van wegdekken bij kunstverlichting, Philips techn. T. 3, 321, 1938.

de normaal door het licht worden getroffen, en dat een waarnemer de verschillende gedeelten op zijn beurt in verschillende, gedeeltelijk sterk van de normaal afwijkende, richtingen ziet. Het optreden van deze groote variaties van de inval- en uit-



35278

Fig. 2. Indirecte verlichting met lampen in een koof langs de wand. Hierbij treden nog grotere invalshoeken van het licht op dan bij de opstelling volgens fig. 1.

stralingshoek is oorzaak, dat het gedrag van de reflectie van het plafondmateriaal naar de verschillende richtingen van doorslaggevend belang is voor de kwaliteit van de verlichting. In nog hogere mate gelden deze overwegingen, wanneer de lichtbronnen niet in het midden, maar langs de wanden van de ruimte in koven worden ondergebracht (fig. 2); in dit geval zijn de variaties van de invalshoek nog groter. Een dergelijke opstelling wordt in de laatste tijd inderdaad in toenemende mate toegepast²⁾, daar de overzichtelijkheid van de ruimte, vooral bijv. bij langgestrekte kantoorlokalen, door het ontbreken van aan het plafond hangende armaturen ten zeerste gebaat is (fig. 3).



35279

Fig. 3. Verlichting van een langgestrekt kantoorlokaal met koven langs een zijwand. De afwezigheid van onder het plafond hangende verlichtingsarmaturen maakt de ruimte zeer overzichtelijk.

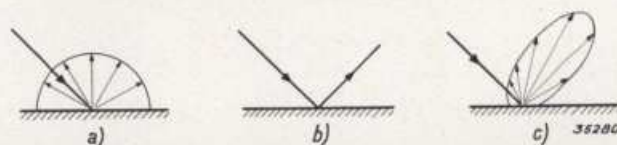
²⁾ Dat bij deze opstelling de lampen slechts in een betrekkelijk kleine ruimtehoek moeten uitstralen, is, dank zij de technische hulpmiddelen van spiegelreflectoren, „Cornalux”-lampen, enz. geen bezwaar.

Tot nu toe zijn over de lichtverdeling bij reflectie op plafond- en wandbekleedingsmateriaal nog vrijwel geen gegevens bekend³⁾. Een onderzoek hieromtrent werd ter hand genomen, waarvan we eenige resultaten willen mededeelen. Eerst echter zullen we de invloed van de reflectie-eigenschappen van het plafond op de indirecte verlichting meer in het algemeen beschouwen.

Kwalitatieve kenschetsing der reflectie

De oogmerken van een indirecte verlichting kunnen we, wellicht ten overvloede, als volgt omschrijven:

- 1) men wil ter vermindering van verblinding de lichtbronnen met hun hoge helderheid aan het oog van den gebruiker onttrekken;
- 2) men wil ter vermindering van onaangename contrasten en schaduwen ook aan andere vlakken dan het werkvlak een voldoende en gelijkmatige helderheid geven, met name aan wanden en plafond;
- 3) men wil op het werkvlak een voldoende verlichtingssterkte verkrijgen. Daarbij is het gewenscht, dat het te installeren vermogen toch niet buitensporig groot moet worden gemaakt.



35280

Fig. 4. Verdeling van de helderheid over alle richtingen bij verschillende vormen van reflectie.

- a) Volmaakt diffuse reflectie volgens Lambert; de helderheid is uit alle richtingen gezien even groot.
- b) Spiegelende reflectie; de helderheid is uit alle richtingen nul, behalve onder de hoek van terugkaatsing, die gelijk is aan de invalshoek. Hier is de helderheid gelijk aan die van de lichtbron.
- c) Gemengde reflectie; de helderheid vertoont een min of meer uitgesproken maximum in de spiegelrichting.

Aan de eerste eisch is bij de opstellingen van fig. 1 en 2 voldaan, mits men de lichtbronnen niet beneden ooghoogte aanbrengt. Voor punt (3) is natuurlijk in de eerste plaats een lichte tint met een groot reflectievermogen van het plafond vereischt. Vatten we nu een bepaald plekje van het plafond in het oog, dan is het volgens punt (2) gewenscht, dat we dit plekje van elke plaats af even helder zien. De reflectie van het plafondmateriaal zou dus liefst moeten voldoen aan de wet van Lambert (volkomen diffuse reflectie), zie de helderheidskromme fig. 4a. In fig. 4b stellen we hiertegenover

³⁾ Wel zijn metingen van dit soort verricht aan verschillende soorten steen voor buitenmuren, in verband met het bovengenoemde vraagstuk der gevelbelichting: F. Benford, Gen. el. Rev. 8, 424, 1928.

de verdeling van de helderheid, die optreedt bij spiegelende reflectie. In de praktijk heeft men meestal te maken met tussenvormen van deze twee extreme gevallen, een min of meer gerichte reflectie (gemengde reflectie) met bijv. een helderheidskromme als in fig. 4c is weergegeven.

Terwijl nu in het ideale geval van fig. 4a een variatie van de invalshoek geen invloed heeft op de helderheidsverdeling, heeft men bij de min of meer gerichte reflectie volgens fig. 4c met een dergelijke invloed terdege rekening te houden. Vooral bij groote invalshoeken (bijv. $> 45^\circ$), zooals bij een installatie volgens fig. 2 optreden, kan men in dit opzicht aanzienlijke verschillen verwachten, in die zin, dat met toenemende invalshoek de spiegelende terugkaatsing steeds meer gaat overheerschen. Hiermede wordt niet alleen de tweede der bovengenoemde eischen geschaad, maar ook de eerste en de derde: want het zeer heldere spiegelbeeld van de lichtbron in het plafond kan eventueel hinderlijk werken, en het spiegelend teruggekaatste licht kan in het algemeen eerst na verscheidene andere reflecties, dus steeds meer verzwakt, tot de nuttige verlichting bijdragen.

Een oppervlak, dat diffuus reflecteert, noemen we mat, een oppervlak met spiegelende reflectie glimmend. Behalve deze onderscheiding, die in de microstructuur van het oppervlak wortelt, is voor de terugkaatsingsverschijnselen ook het op de macrostructuur berustende verschil van belang, dat men aanduidt door de benamingen „ruw” en „vlak”. Een ruw oppervlak bestaat uit met het bloote oog zichtbare korrels, die als evenveel miniaturheuvels een uitgesproken schaduw kunnen werpen. Bij een vlak oppervlak liggen de korrels onder de zichtbaarheidsgrens. Valt het licht loodrecht op een ruw oppervlak, dan zal men van de schaduwen niets bespeuren; bij schuine inval echter zijn de heuvels oorzaak, dat van een zekere hoek af (corresponderende met de helling der heuvels) schaduwen zichtbaar worden, die het plafond een korrelig aanzien kunnen geven, zie fig. 5. De richtingsafhankelijkheid van de reflectie zal zich nu bij de indirecte verlichting door de schuine stand



Fig. 5. Schaduwwerking der oneffenheden van een ruw oppervlak.

van de terugkaatsende vlakjes weer op andere wijze doen gevoelen, dan wanneer de vlakjes alle horizontaal stonden, terwijl van het totale reflectie-

vermogen een achteruitgang mag worden verwacht tengevolge van het herhaaldelijk heen en weer kaatsen van licht tussen de heuveltjes. Dit laatste effect wordt nog duidelijker, wanneer het ruwe oppervlak een vezelachtige structuur heeft, waarbij licht in de holten van het oppervlak gevangen blijft; een voorbeeld daarvan zullen we nog hieronder tegenkomen.

Dat een vlak oppervlak mat kan zijn of glimmend, is zonder meer duidelijk. Maar ook een ruw oppervlak kan beide kenmerken dragen. Door het aanbrengen van een glanslak op een ruwe ondergrond is een glimmend ruw oppervlak gemakkelijk te verwezenlijken. Men verkrijgt een spiegelende terugkaatsing, maar van elk punt naar een andere richting; een dergelijke „gebroken spiegeling” kan in hoofdzaak overeenkomen met een vorm van gemengde reflectie.

Kwantitatieve bepaling der verdeling van het gereflecteerde licht

Om deze kwalitatieve omschrijving van het gedrag van verschillende reflecterende oppervlakken te vervangen door kwantitatieve gegevens, werd het in fig. 6 geschetste meettoestel geconstrueerd.

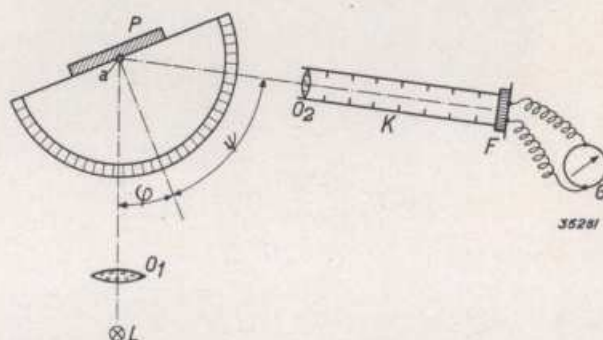


Fig. 6. Toestel voor het meten van de verdeling van het gereflecteerde licht over de verschillende richtingen. Door de lichtbron L en met behulp van de lens O_1 wordt een cirkelvormige lichtvlek van gelijkmatige verlichtingssterkte geworpen op het proefplaatje P . Door draaien van het plaatje om de as a stelt men de invalshoek φ in. Het in een richting ψ teruggekaatste licht wordt door de lens O_2 geconcentreerd op het foto-element F , waarvan de fotostroom wordt aangewezen door de galvanometer G . De inwendig zwarte koker K zorgt er voor, dat geen vreemd licht of strooilicht op het foto-element kan vallen. De hoek ψ wordt door draaien van de meetarm ingesteld.

Door een lamp L en een lens O_1 wordt op het te onderzoeken proefplaatje een lichtvlek van ca. 6 cm diameter geworpen, waarbinnen de verlichtingssterkte met voldoende benadering constant is. Het proefplaatje is draaibaar op een as bevestigd; om dezelfde as draait een arm van ca. 1,50 m lengte, waarop een lens O_2 is aangebracht, die het gereflecteerde licht van het proefplaatje op een foto-elektisch element (seleen-fotocel) concentreert. De

hierin opgewekte fotostroom wordt rechtstreeks met een galvanometer gemeten en levert een maat voor de helderheid van het proefplaatje in de waarnemingsrichting ⁴⁾. Om vergelijkbare resultaten te verkrijgen, zijn de gemeten helderheden steeds omgerekend op het geval, dat het proefplaatje als secundaire lichtbron een totale lichtstroom van 1 lumen per m² uitzendt.

Door draaien van het proefplaatje en van de meetarm kunnen de hoek van inval (φ) en van terugkaatsing (ψ) van het licht worden ingesteld. Voor de parameter φ werden bij de metingen doorgaans de waarden 0°, 30° en 60° gekozen, terwijl ψ tussen +70° en -70° werd gevarieerd (fig. 7).

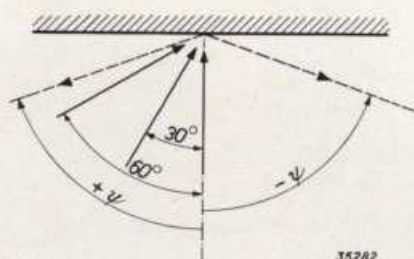


Fig. 7. De invalshoek φ werd voor alle metingen achtereenvolgens gelijk aan 0°, 30° en 60° gemaakt. De reflectiehoek ψ ten opzichte van de normaal van het onderzochte oppervlak is positief gerekend naar de zijde van het invallende licht, en werd tussen +70° en -70° gevarieerd.

De invalrichting, de normaal op het proefplaatje, en de waarnemingsrichting lagen hierbij steeds in één vlak. Voor de volledige berekening eener indirecte verlichting moet natuurlijk ook de reflectie in andere vlakken dan het invalsvlak gemeten worden. Voor de hier gewenste kenschetsing van verschillende materialen echter kunnen we met de aangegeven metingen volstaan.

Met het toestel werden een reeks van witte oppervlakken, die als materiaal voor plafond- en wandbedekking in aanmerking komen, onderzocht. Voor de beschrijving der oppervlakken werden zooveel mogelijk dezelfde verfsoorten genomen, die echter volgens verschillende werkwijzen waren aangebracht, bijv. getamponeerd, glad uitgestreken of gespoten. Van een zestal monsters zijn de resultaten in fig. 8a-f weergegeven. Naast de omschrijving der gebruikte materialen, het totale reflectievermogen (bij loodrechte ⁵⁾ inval van het licht) en de

classificatie volgens de hierboven ingevoerde kwalitatieve kenmerken, zijn van elk oppervlak ook twee foto's weergegeven, op zoodanige wijze opgenomen, dat de eigenaardigheden van het oppervlak „in het juiste licht” worden gesteld.

Bespreking der meetresultaten

De monsters *a*, *b* en *c* van fig. 8 demonstreeren het verschil tusschen mat en glimmend. Alle drie monsters waren goed vlak (vrij van zichtbare oneffenheden). Bij monster *a* (mat) zijn de krommen, die de helderheidsverdeling aangeven, vrijwel cirkelvormig. Met name bemerkt men kijkend met de lichtrichting ($\psi \approx \varphi$) en juist er tegen ($\psi \approx -\varphi$) weinig verschil. Dit oppervlak nadert dan ook van alle onderzochte oppervlakken het meest tot het ideale geval van een reflectie volgens Lambert; de kleine afwijkingen bij de grootste hoeken vinden hun oorzaak in enkele plaatselijke oneffenheden, opeenhoopingen van verfkorrels, die ook op de tweede, schuin genomen foto door de schaduwpunten te zien zijn. Het oppervlak van de monsters *b*, en vooral dat van *c*, was niet mat maar glimmend (geglansd met celluloselak, resp. met Japanlak). De krommen toonen nu bij $\psi \approx -\varphi$ uitermate steile pieken. De helderheden waren hier tien of twintig maal hooger dan onder andere hoeken ψ . Ook op de foto's is deze sterke gerichte reflectie (spiegeling van de lichtbron) te zien, hoewel door het beperkte contrast, dat bij een afdruk op papier is te bereiken, het werkelijke effect bij lange na niet wordt weergegeven. De helderheid in andere richtingen ψ komt overigens ongeveer overeen met die, welke werd gemeten bijv. bij monster *a*. De lichtstroom in de pieken van de diagrammen *b* en *c* is dus klein en, wat betreft het rendement der verlichting, van weinig betekenis ⁶⁾. De sterke contrasten kunnen echter aanleiding geven tot verblinding of althans uit aesthetisch oogpunt ongewenscht zijn.

De andere drie monsters *d*, *e*, *f* illustreeren de invloed van een ruwe oppervlaktestructuur. Het proefplaatje *d* was, onder gebruikmaking van dezelfde materialen als bij *a*, getamponeerd, bij welke werkwijze een oppervlak ontstaat met oneffenheden van ca. 0,5 mm. Het diagram toont, dat de ver-

⁴⁾ Het door de lens O_2 ontworpen beeld van het proefplaatje bedekte steeds, ook bij de grootste kijkhoeken, de geheele opening van het foto-element. Het schijnbare oppervlak, waarvan de gereflecteerde lichtstroom bijdraagt tot het opwekken van de fotostroom, is dus constant, dwz. de fotostroom is evenredig met de helderheid van het proefplaatje.

⁵⁾ Bij andere invalshoeken zou het totale reflectievermogen een andere waarde kunnen hebben. Bij de hier onder-

zochte monsters bleek echter het verschil voor de drie parameterwaarden $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ slechts klein te zijn (maximaal 4%).

⁶⁾ Men late zich niet misleiden door het feit, dat de pieken een groot gedeelte van het oppervlak der diagrammen beslaan: het door deze helderheidskrommen ingesloten oppervlak heeft geen eenvoudige physische betekenis, met name is het geenszins een maat voor de totale gereflecteerde lichtstroom.

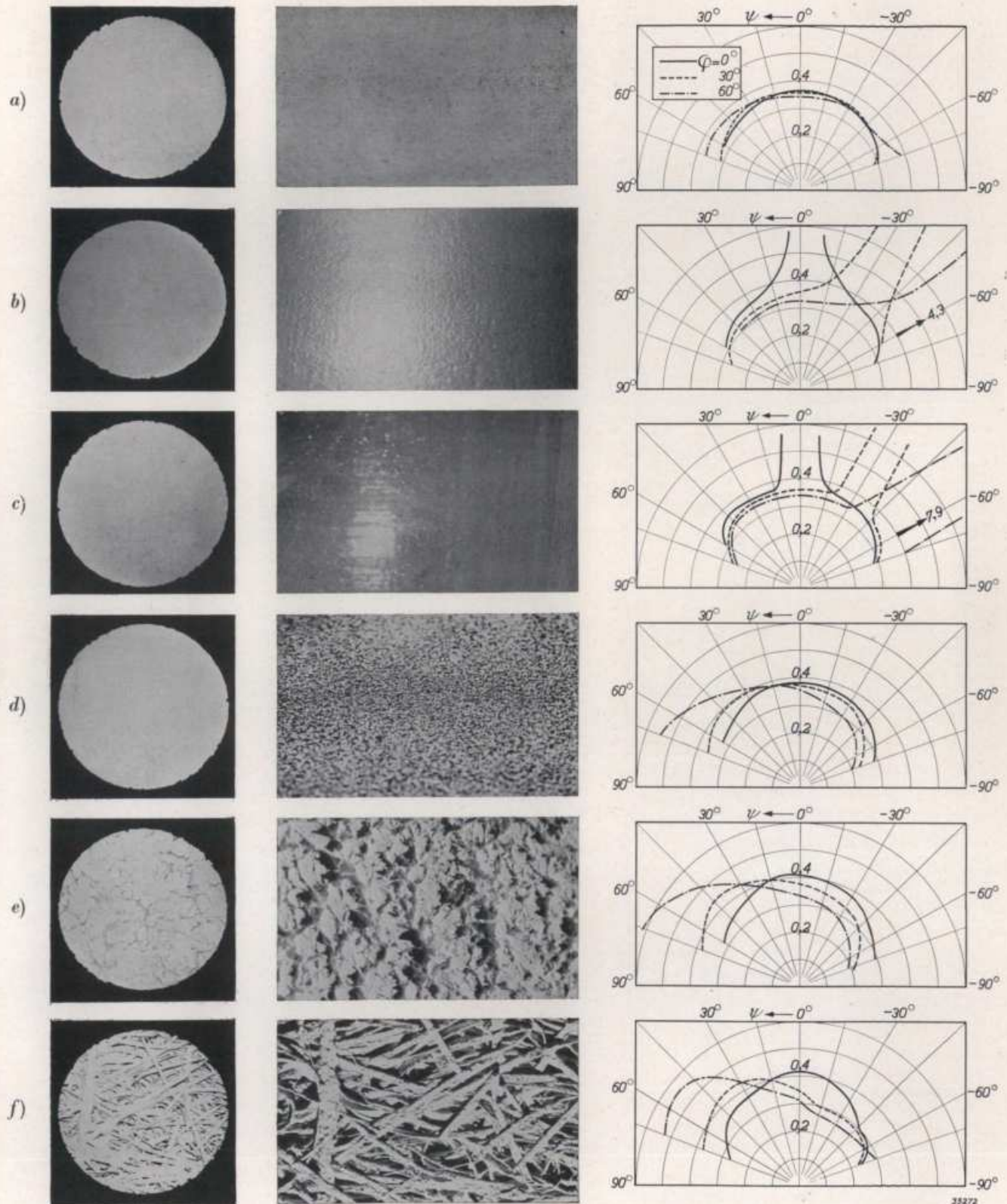


Fig. 8. Foto's en gemeten helderheidsverdeling van zes onderzochte witte oppervlakken. Bij de linker foto's was de invalshoek φ van het licht steeds 0° , de kijkhoek ψ $10-15^\circ$. Bij de rechter foto's was voor de monsters a-d $\varphi = 60^\circ$, $\psi = 60^\circ$, voor de monsters e en f $\varphi = 0^\circ$, $\psi = 60^\circ$. In de diagrammen is uitgezet de helderheid in k/m^2 , die men zou zien, indien het proefplaatje per m^2 in totaal 1 lumen gereflecteerd licht zou uitzenden.

a) 1 $\times$ grondverf en 1 $\times$ lijmvrf; vlak en mat; reflectiecoëfficiënt $\rho = 86,5\%$ (zie noot ⁵).
 b) 2 $\times$ grondverf en 1 $\times$ geglansd met celluloselak; vlak en tamelijk glimmend; $\rho = 80\%$.
 c) 2 $\times$ grondverf en 1 $\times$ geglansd met Japanlak; vlak en zeer glimmend; $\rho = 79\%$.
 d) 1 $\times$ grondverf en 2 $\times$ lijmvrf, getamponoord; ruw (oneffenh. 0,5 mm) en mat; $\rho = 88,5\%$.
 e) lijmvrf zeer grof getamponoord; zeer ruw (oneffenheden 3 mm) en mat; $\rho = 82,5\%$.
 f) lijmvrf op grove houtvezelplaat; zeer ruw en mat; $\rho = 52\%$.

deeling van het gereflecteerde licht over de verschillende richtingen nu sterk afwijkt van de cirkelvorm. Vooral bij groote invalshoeken φ constateert men met het licht meekijkende ($\psi \approx \varphi$) een aanzienlijk grootere helderheid, dan er tegen in kijkende ($\psi \approx -\varphi$). Bij $\varphi = 60^\circ$ bijv. staan deze twee helderheden tot elkaar als 2,2 : 1 en bij nog grootere hoeken neemt de verhouding snel toe. Het effect is aan de hand van fig. 5 gemakkelijk te begrijpen. Bij belichting onder hoeken van bijv. $\varphi > 45^\circ$ liggen de naar de lichtbron gekeerde heuvelhellingen gunstig voor reflectie. Kijkende met het licht mee, ziet men deze hellingen behoorlijk helder en de schaduwkanten ziet men niet; tegen het licht in kijkende daarentegen ziet men juist de van de bron afgekeerde donkere heuvelhellingen en is dus de waargenomen gemiddelde helderheid veel lager.

Hierbij zij opgemerkt, dat muurbekleedingen van het soort *d* (bijv. als gesausde muur, of als behang) vaak voorkomen en dat ook de genoemde groote kijk- en invalshoeken in de practijk zeer zeker nog van belang zijn (zie fig. 2). De consequentie zal dan zijn, zooals de tweede foto van monster *d* leert, dat het vlak voor een groot deel overdekt met schaduwen wordt gezien. De monsters *e* en *f* hebben een nog ruwere structuur en vertoonen dienovereenkomstig het gesignaleerde effect in nog hoogere mate. Bij de zeer onregelmatige vezelstructuur van monster *f* is bovendien het lage reflectievermogen op te merken (lichtverlies in de vrij diepe holten van het oppervlak), alsmede het onregelmatige verloop van de kromme, die de helderheidsverdeling aangeeft.

Behalve het reeds bekende feit, dat men bij een indirecte verlichting een glimmend plafondoppervlak moet vermijden, toonen de bovenstaande meetresultaten vooral aan, dat bij eenigszins ruwe structuur het plafond een maximale helderheid juist in tegengestelde richting als bij spiegeling vertoont, en dat bij opstellingen als de in fig. 2 en 3 weergegeven koofverlichting, waarbij hoeken tot 70° en 80° optreden, terdege met dit effect rekening dient te worden gehouden. Wil men bij dergelijke groote hoeken geen nadeelige schaduwwerking op het plafond en de wanden zien optreden en een goed verlichtingsrendement krijgen, dan is een zoo vlak mogelijke afwerking van het oppervlak van belang.

Niet altijd zal men zonder meer aan deze eisch kunnen voldoen. Wordt bijv. geeischt, dat het plafond niet alleen dienst moet doen als reflectievlak voor de indirecte verlichting maar tevens geluidsdempende eigenschappen moet bezitten, dan komt men voor het dilemma te staan, of het plafond bedekt moet worden met een ruw dan wel vlak materiaal. Het eerste is gunstig voor de geluidsdemping, het tweede is gewenscht voor de lichtreflectie. Welk gezichtspunt de doorslag zal geven, resp. welk compromis men tenslotte kiest, zal van de omstandigheden afhangen.

Is een bepaald materiaal voor de bedekking van plafond en wanden gekozen, dan kan met behulp van dergelijke helderheidskrommen, als hier zijn weergegeven, het effect worden berekend, dat men bij een indirecte verlichting met op bepaalde wijze aangebrachte lichtbronnen mag verwachten. Hierop hopen wij later nog eens nader in te gaan.

DE BANEN DER ELECTRONEN IN MEERROOSTERBUIZEN

door J. L. H. JONKER.

537.545.2 : 621.396.694

Bij tetroden en penthoden neemt de anodestroom sterk toe met toenemende anodespanning en bereikt bij een anodespanning van enkele tientallen volt een verzadigingswaarde. Het is gewenscht om de anodespanning, waarbij de verzadiging optreedt, zoo laag mogelijk te maken. Hiertoe is het noodzakelijk er voor te zorgen, dat de electronen door de draden van de verschillende roosters niet in te sterke mate worden afgebogen. De afbuigingen van electronen door roosterdraden en de invloed daarvan op de I_a-V_a -karakteristiek van tetroden en penthoden worden theoretisch en experimenteel onderzocht. Tenslotte wordt ingegaan op de maatregelen, die men kan nemen om de afbuigingen klein te houden.

Reeds herhaalde malen werden in dit tijdschrift de eigenschappen van zend- en ontvangbuizen behandeld aan de hand van diagrammen, die de anodestroom weergeven als functie van de anodespanning, met de stuurroosterspanning als parameter. In het bijzonder werd nagegaan, hoe het maximale vermogen, dat onder bepaalde voorwaarden kan worden afgegeven, samenhangt met het verloop van de I_a-V_a -karakteristiek ¹⁾, en verder werden verschillende installaties beschreven, die ontworpen zijn om I_a-V_a -karakteristieken van zend- en ontvangbuizen snel op te nemen ²⁾. Wij willen in dit artikel de I_a-V_a -karakteristieken, in het bijzonder van meerroosterbuizen, meer uit een theoretisch oogpunt behandelen en hiertoe in het bijzonder ingaan op de banen van de electronen in de nabijheid van de roosters.

Om de gedachten te bepalen zijn in fig. 1 nog eens de I_a-V_a -diagrammen weergegeven van een tetrode en een penthode. Men ziet, dat voor een gegeven waarde van de stuurroosterspanning de anodestroom met toenemende anodespanning aanvankelijk sterk toeneemt en bij enkele tientallen volt reeds nagenoeg zijn maximale waarde heeft bereikt. Bij de tetrode wordt de eerste steile toename van de anodestroom gevolgd door een deuk, afkomstig van secundaire electronen, die door de anode worden uitgezonden en het schermrooster bereiken. Bij de penthode is deze deuk niet aanwezig, daar de secundaire electronen door een tusschen schermrooster en anode aangebracht remrooster, waarvan de draden zich gewoonlijk op kathodepotentiaal bevinden, worden teruggedreven, zoodat ze weer op de anode terechtkomen.

Bij de practische toepassing van tetroden en penthoden wil men in het algemeen de anodestroom

zoo sterk mogelijk kunnen variëren door een variatie van de spanning van het stuurrooster. Daar in de anodeketen altijd een belastingsimpedantie is opgenomen, treden daardoor vanzelfsprekend ook veranderingen van de anodespanning op en

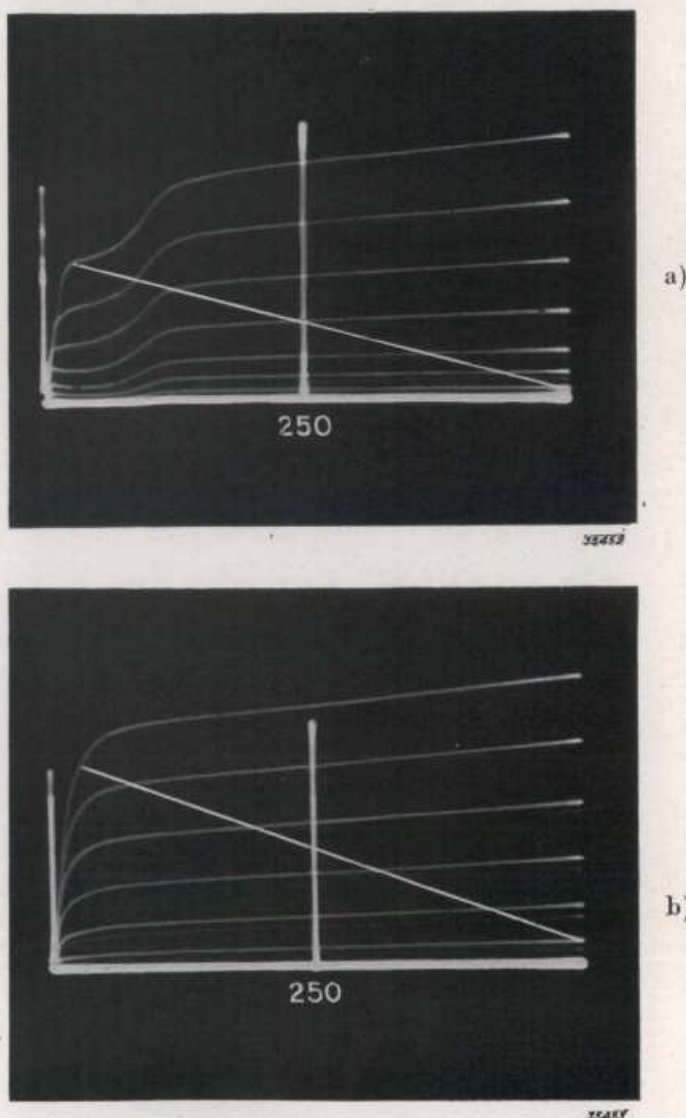


Fig. 1. I_a-V_a -karakteristieken van een tetrode (a) en van een penthode (b). Bij hoge anodespanningen is de anodestroom vrijwel onafhankelijk van de anodespanning. Bij een bepaalde anodespanning vertoonnen de karakteristieken van de tetrode een deuk, die veroorzaakt wordt door secundaire emissie van de anode.

¹⁾ Bijv. in het artikel: Zendpenthoden, Philips techn. T. 2, 257, 1937.

²⁾ Bijv. in de artikelen:

Het opnemen van zendbuis-karakteristieken, Philips techn. T. 4, 52, 1939;

Het onderzoek van eindversterkerbuizen, Philips techn. T. 5, 61, 1940.

deze zouden de veranderingen van de anodestroom op een ongewenste wijze kunnen beïnvloeden. Zoolang de minimale waarde van de varieerende anodespanning niet te laag wordt, zoodat men steeds blijft werken in het gebied, waar de I_a - V_a -karakteristieken horizontaal loopen, zal de invloed van de anodespanningsvariaties op de anodestroom slechts gering zijn. Wordt het minimum van de anodespanning echter zoo laag, dat men in de buurt van de deuk (bij de tetrode) of de knie (bij de penthode) komt, dan zal op deze momenten de anodestroom slechts weinig meer toenemen, eventueel zelfs gaan afnemen. De kromme, die voor een sinusvormige roosterwisselspanning de anodewisselstroom als functie van de tijd weergeeft, verkrijgt op deze wijze in de toppen een zeer onregelmatig verloop, hetgeen een sterke vervorming tot gevolg kan hebben.

Om van deze storing zoo weinig mogelijk last te hebben, tracht men de buizen zoo te construeeren, dat de anodestroomkarakteristieken tot zeer lage anodespanningen toe horizontaal blijven loopen om tenslotte met een scherpe bocht naar nul te dalen. Bij systemen met cylindervormige elektroden is het hiertoe in de eerste plaats noodzakelijk om bij het monteeren op een nauwkeurig centrische opstelling te letten³⁾, opdat de electronen alleen in radiale richting versneld en geremd kunnen worden. Zou men dit doel ten volle bereiken, dan zouden de electronen, door de versnellende werking van het schermrooster, alle een voldoende groote kinetische energie verkrijgen, om bij elke positieve waarde van de anodespanning tegen het remmende veld van remrooster en anode in te kunnen loopen en de anode te bereiken, zoodat de anodestroom reeds bij een willekeurig lage anodespanning zijn maximale waarde zou verkrijgen.

In werkelijkheid zijn de karakteristieken echter ook bij de meest zorgvuldige montage verre van dit ideaal verwijderd. De anodespanning, waarbij de anodestroom zijn maximale waarde bereikt, blijkt altijd 10% of meer van de schermroosterspanning te bedragen. Hieruit kan men concludeeren, dat er behalve een asymmetrie van de montage nog andere oorzaken bestaan, die een verlagende werking hebben op de radiale snelheidscomponent van de electronen.

Het is gebleken, dat deze vermindering van de radiale snelheid hoofdzakelijk is te wijten aan de afbuiging, die de electronen door de roosterdraden ondervinden.

Door deze afbuiging verkrijgt de beweging van

de electronen, die anders zuiver radiaal gericht zou zijn, een tangentieele component. Daar de totale snelheid hierbij niet verandert (immers deze is in elk punt gegeven door de waarde van de potentiaal) is de radiale snelheidscomponent van de afgebogen electronen kleiner dan die van de niet afgebogen electronen. De electronen, die het sterkst zijn afgebogen en dus in radiale richting het langzaamst bewegen, zullen nu bij lage anodespanning niet in staat zijn om tegen het remmende veld van remrooster en anode in, de anode te bereiken en hieraan moet het afnemen van de anodestroom met afnemende anodespanning hoofdzakelijk worden toegeschreven.

Om dit inzicht kwantitatief te toetsen en bovendien na te gaan in hoeverre de I_a - V_a -karakteristieken van een penthode door constructieve maatregelen beïnvloed kunnen worden, werden de afbuigingsverschijnselen van electronen in penthoden theoretisch en experimenteel onderzocht. Onder „experimenteel” onderzoek verstaan wij hierbij niet alleen metingen aan speciaal voor dit doel gemaakte proefbuizen, maar eveneens een bestudeering van de electronenbeweging met behulp van modellen, waarbij de potentiaalverdeling in een systeem nagebootst wordt met behulp van een op bepaalde wijze gespannen rubbervlies, en waarbij de electronen vervangen zijn door stalen kogeltjes, die over het rubbervlies rollen⁴⁾. Wij zullen beginnen met een beschrijving van de afbuiging door een positief rooster (schermrooster), die ook theoretisch is onderzocht; daarna zullen wij de afbuiging van de electronen door het stuurrooster en het remrooster eveneens in aanmerking nemen.

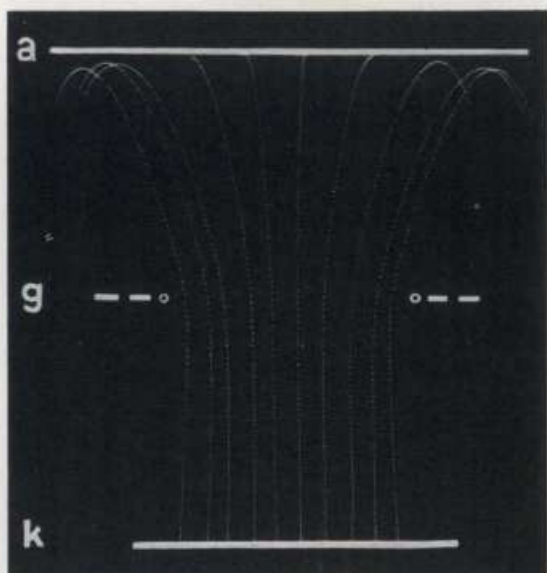
Afbuiging van electronen door een positief rooster

Wanneer een electron de kathode met een snelheid nul verlaat, zal het door een positief rooster in den beginne in radiale richting versneld worden, resp. bij een vlakke opstelling in een richting loodrecht op de kathode. Wij zullen deze richting in het vervolg kortheidshalve eveneens met „radiaal” aanduiden. In de nabijheid van de roosterdraden is het veld echter niet meer zuiver radiaal, maar heeft ook een tangentieele component, zoodat het electron een zijdelingsche afbuiging verkrijgt. De grootte van deze afbuiging is verschillend naar gelang het electron in het midden tusschen twee roosterdraden passeert of vlak bij een der roosterdraden. Dit komt duidelijk uit in *fig. 2*, waarin de electronenbanen met behulp van het rubbervlies zijn opgenomen voor het geval van een positief

³⁾ Hiervoor werd een voorbeeld gegeven in het laatste onder noot ²⁾ aangehaalde artikel.

⁴⁾ Deze methode is uitvoerig beschreven in Philips techn. T. 2, 338, 1937.

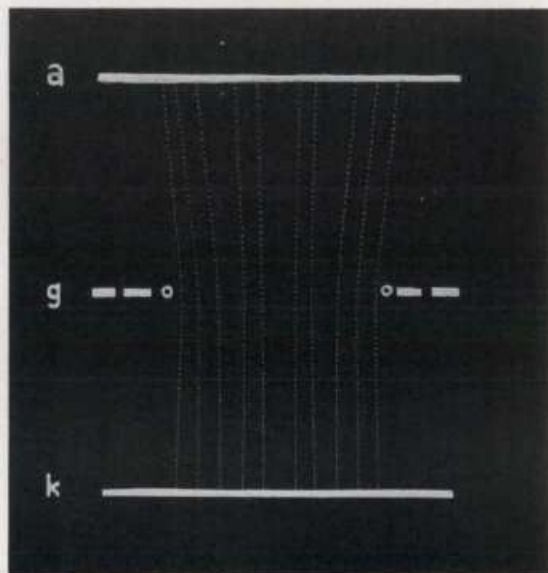
rooster, waarachter zich een anode bevindt, die een eveneens positieve maar aanzienlijk lagere potentiaal heeft. Men ziet, hoe de afbuiging, die



35353

Fig. 2. Electronenbanen tussen twee staven van een vlak positief rooster, gevolgd door een anodeplaat, die een weinig positief is. De beelden zijn verkregen door rollende kogeltjes op een gespannen rubbervlies met intermitterend licht (50 per/sec) te verlichten en te fotografeeren. Zooals men ziet kunnen de sterk afgebogen electronen minder ver tegen de anodepotentiaal in loopen dan de zwak afgebogen electronen.

de electronen bij het passeeren van het rooster ondervinden, toeneemt met toenemende afstand van het midden tussen twee roosterdraden. Tevens ziet men, dat de meest afgebogen electronen niet in staat zijn de anode te bereiken, zoodat de

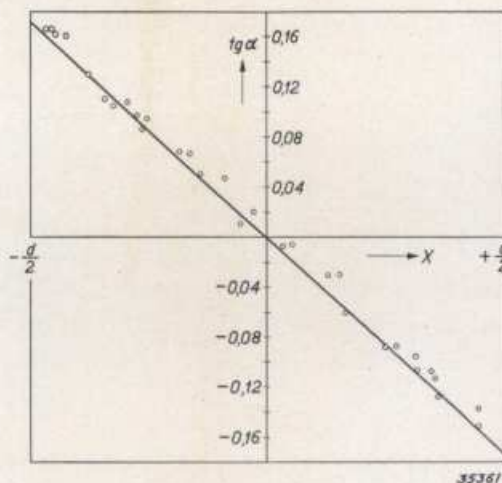


35352

Fig. 3. Electronenbanen tussen twee staven van een vlak positief rooster, gevolgd door een anode van dezelfde potentiaal. Deze figuur is beter geschikt dan fig. 2 om de afbuigingshoeken te bepalen.

anodestroom kleiner is dan de electronenstroom, die door de spleten van het schermrooster treedt. Gaat men de anodespanning van nul af geleidelijk opvoeren, dan zullen de onafgebogen electronen het eerst naar de anode gaan (nl. zodra $V_a > 0$ wordt) en pas bij een aanmerkelijk hogere spanning zullen alle electronen de anode bereiken.

Om de afbuigingshoeken voor de verschillende banen gemakkelijk te kunnen meten is het gewenscht de omstandigheden zoo te kiezen, dat de banen achter het positieve rooster verder rechtlijnig verlopen. Dit kan men bereiken door de anode eenvoudig op dezelfde potentiaal te brengen als het rooster. Fig. 3 laat de electronenbanen zien, die men op deze wijze verkrijgt, terwijl in fig. 4 de afbuigingshoek, die men uit deze figuur kan afleiden, is weergegeven als functie van de plaats, waar het electron het positieve rooster passeert.



35361

Fig. 4. Tangens van de afbuigingshoek als functie van de plaats tussen twee draden, waar het rooster door een electron wordt gepasseerd. In het midden tussen twee roosterdraden ($x = 0$) treedt geen afbuiging op, rechts en links van het midden worden de electronen in tegengestelde richtingen afgebogen over een hoek, waarvan de tangens practisch evenredig is met de afstand van het midden.

Het springt direct in het oog, dat de tangens van de afbuigingshoek nagenoeg recht evenredig is met de coördinaat x , die aangeeft, hoe ver buiten het midden van de spleet tussen twee roosterdraden het electron door het roostervlak gaat.

Kent men de maximale afbuigingshoek α_m , d.i. die voor electronen, welke rakelings langs de roosterdraden schieten ($x = d/2$), dan kan men met behulp van deze wetmatigheid, onmiddellijk de anodestroom I_a berekenen, die bij een bepaalde waarde van V_a zal optreden, wanneer een homogene bundel van electronen, overeenkomende met een stroomsterkte I_k , tussen de roosterdraden doorgaat. Zooals men uit fig. 2 ziet, kunnen bij een lage anodespanning niet alle electronen de anode bereiken,

maar alleen die, waarvan de afbuigingshoek een bepaalde waarde niet overschrijdt, die we α_0 willen noemen. Met deze hoek α_0 correspondeert een bepaalde coördinaat x_0 , en bijgevolg een bepaalde stroomsterkte, welke gegeven is door ⁵⁾:

$$\frac{I_a}{I_k} = \frac{x_0}{d/2} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\operatorname{tg} \alpha_m} \sim \frac{\alpha_0}{\alpha_m} \quad \dots \quad (1)$$

α_0 hangt af van de roosterspanning V_g en de anodespanning V_a . Is de anodespanning gelijk nul (kathodepotentiaal), dan kunnen alleen die electronen de anode bereiken, welke in het geheel niet afgebogen worden. α_0 wordt dus gelijk nul en hetzelfde geldt voor de anodestroom. Met toenemende anodespanning wordt α_0 steeds grooter en bereikt tenslotte de waarde α_m , hetgeen beteekent, dat alle electronen, die de spleten van het schermrooster passeeren, ook op de anode terechtkomen.

Hoe is nu het verband tusschen α_0 , V_a en V_g ? De electronen, die de spleten van het schermrooster (gemiddelde potentiaal V_g) passeeren, hebben allen een snelheid v , die bepaald is door $\frac{1}{2}mv^2 = eV_g$, waarbij m de massa en e de lading van het electron is. Hieruit volgt:

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V_g}.$$

Voor electronen, die over een hoek α_0 worden afgebogen, is de radiale snelheid v_r kleiner dan v en wel $v_r = v \cos \alpha_0$. Hun kinetische energie in radiale richting is dus

$$\frac{1}{2}mv_r^2 = \frac{1}{2}m \frac{2e}{m} V_g \cos^2 \alpha_0 = eV_g \cos^2 \alpha_0.$$

Deze over een hoek α_0 afgebogen electronen zullen nog juist de anode kunnen bereiken, wanneer hun kinetische energie in radiale richting overeenkomt met het potentiaalverschil tusschen rooster en anode, dus wanneer

$$eV_g \cos^2 \alpha_0 = e(V_g - V_a), \text{ of}$$

$$V_a = V_g (1 - \cos^2 \alpha_0) = V_g \sin^2 \alpha_0.$$

Voor kleine afbuigingshoeken vinden we hieruit:

$$\alpha_0 \sim \sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{V_a}{V_g}},$$

en door deze waarde van α_0 in te vullen in de vergelijking (1) voor de anodestroom, vindt men:

$$\frac{I_a}{I_k} = \frac{1}{\alpha_m} \sqrt{\frac{V_a}{V_g}} \quad \dots \quad (2)$$

Het resultaat is dus, dat de anodestroom I_a bij gegeven schermroosterspanning V_g evenredig is met de wortel uit de anodespanning V_a . Dit geldt natuurlijk slechts voor kleine anodespanningen, waarvoor $\alpha < \alpha_m$. Bij $\alpha_0 = \alpha_m$, met andere woorden

$$V_a = V_g \alpha_m^2,$$

bereiken alle electronen de anode; de I_a - V_a -karakteristiek maakt een knik en gaat verder met toenemende anodespanning horizontaal verlopen.

Alvorens de theoretische beschouwingen toe te kunnen passen op gebruikelijke constructies uit de praktijk, moeten wij eerst nog de waarde van de maximale afbuigingshoek α_m kennen.

Over α_m zijn door Below ⁶⁾ berekeningen uitgevoerd. Hij beschouwde de electronenbanen in de omgeving van een vlak rooster voor het geval, dat de roosterpotentiaal groot is ten opzichte van de potentiaalfuctuaties binnen die omgeving van het rooster, waar de afbuiging geschiedt, zoodat men mag aannemen, dat alle electronen met dezelfde snelheid het roostervlak passeeren.

Uit zijn berekeningen volgt vooreerst het lineaire verband tusschen de plaats, waar het electron het rooster passeert, en de experimentele afbuiging volgens fig. 4; verder volgt er voor de maximale afbuigingshoek de betrekking:

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \frac{\pi \gamma}{V_g}, \quad \dots \quad (3)$$

waarbij γ de lading per cm lengte van de roosterdraad is.

De lading is bepaald door de capaciteit en het potentiaalverschil van het rooster ten opzichte van de aangrenzende elektroden, die wij eenvoudigheds halve kathode en anode hebben genoemd. De capaciteiten kan men bij benadering berekenen door het rooster en de aangrenzende elektroden voor te stellen als oneindige cylinders resp. vlakke platen met een bepaalde effectieve potentiaal. De zoo gevonden lading moet dan nog gereduceerd worden op de lengte-eenheid van de roosterdraad. Hiertoe berekent men uit de spoed en de straal van het rooster de geheele lengte l van de roosterdraad en deelt de lading door l . Het resultaat van deze berekeningen, die wij niet in detail neerschrijven, is in het geval van cilindervormige elektroden:

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \frac{d}{4r_g V_g} \left(\frac{V_g - V_k}{\ln \frac{r_g}{r_k}} + \frac{V_g - V_a}{\ln \frac{r_a}{r_g}} \right), \quad \dots \quad (4)$$

waarin d de afstand tusschen twee opeenvolgende

⁵⁾ Daar de theoretische overwegingen slechts gelden voor kleine hoeken, verwaarloozen wij in de hier volgende discussies herhaaldelijk het verschil tusschen de hoek zelf en de hoekfuncties $\sin \alpha$ resp. $\operatorname{tg} \alpha$.

⁶⁾ F. Below, Z. Fernmeldetechn. 9, 113 136, 1928.

draden van het stuurrooster is en r_k , r_g en r_a resp. de stralen van kathode, rooster en anode beteekenen. Voor het geval van vlakke electroden gaat de formule over in:

$$\operatorname{tg} a_m = \frac{d}{4 V_g} \left(\frac{V_g - V_k}{a_{gk}} + \frac{V_g - V_a}{a_{ga}} \right), \quad (5)$$

waarin a_{gk} en a_{ga} de afstanden tusschen het rooster en de kathode resp. anode voorstellen. Samen met verg. (2) leveren de verg. (4) en (5) de anodestroom als functie van de anodespanning en de rooster-spanning.

Verg. (5) kan proefondervindelijk worden getoetst door met behulp van het rubbervlies voor een aantal verschillende electrodeconfiguraties de maximale afbuiging te meten en het resultaat met de berekening te vergelijken. Deze controle levert alleszins bevredigende resultaten op. De gemeten afbuigingen blijken met de berekende afbuigingen binnen 8% in overeenstemming te zijn, zooals volgt uit tabel I, waarin een aantal gevallen zijn verzameld. Daar in de meetmethode met behulp van het rubbervlies zekere fouten aanwezig zijn⁷⁾ en daar ook de theorie van Below slechts voor kleine afbuigingshoeken exact is, was een betere overeenkomst niet te verwachten.

Tabel I. Afbuiging van electronen door een positief rooster tusschen twee electroden met nulpotentiala.

	Afmetingen van het model (cm)				$\operatorname{tg} a_m$	
	a_{ga}	a_{gk}	d	diameter rooster-staaf	gemeten	berekend
I	10	10	10	1,0	0,180	0,179
II	20	20	20	1,9	0,188 0,182*	0,177
III	20	20	20	1,0	0,150 0,170	0,158
IV	10	30	10	1,0	0,188 0,183	0,199
V	10	30	5	1,0	0,107 0,123	0,114

* Bij de modellen II–V werden telkens twee metingen gedaan.

Nadat op deze wijze is aangetoond, dat de afbuiging van electronen door het schermrooster voldoende nauwkeurig kan worden berekend, zou het voor de hand liggen om met behulp van de gevonden formules de I_a - V_a -karakteristieken van uitgevoerde buisconstructies te berekenen en na te gaan, welke

maatregelen men kan nemen om deze karakteristieken zoo gunstig mogelijk te doen verlopen. Dit zou inderdaad mogelijk zijn, wanneer het schermrooster de eenige electrode was, die een afbuiging van electronen veroorzaakt. Bij de electronenbuizen, die ons in de practijk interesseeren, is echter behalve het schermrooster altijd een stuurrooster en vaak ook een remrooster aanwezig, en ook deze roosters kunnen afbuigingen van electronen veroorzaken, welke in de practijk niet klein blijken te zijn, vergeleken met de afbuigingen, die het schermrooster veroorzaakt.

Deze extra-afbuigingen der electronen door rem- en stuurrooster maken, dat de anodestroom bij aangroeiende anodespanning eerst later zijn maximale waarde bereikt, dan uit de hierboven behandelde theorie zou volgen. Bovendien wordt door deze extra-afbuigingen de vorm van de I_a - V_a -kromme in de nabijheid van de knie sterk gewijzigd. Om hierover in detail te kunnen treden, willen we eerst de afbuiging van electronen in het stuurrooster resp. remrooster gaan onderzoeken en wel in het bijzonder voor het eenvoudige geval, dat de draden van deze roosters zich op kathodepotentiala bevinden.

Bij het remrooster is dit geval practisch altijd verwezenlijkt. De draden van het stuurrooster hebben daarentegen meestal een negatieve potentiala; de nulpotentiala treedt slechts op als maximale waarde. Waar we ons hier echter in de eerste plaats interesseeren voor het verloop van de I_a - V_a -karakteristiek bij lage anodespanningen, hebben wij juist met deze maximale stuurroosterspanning te maken; immers op de belastingslijn correspondeert de laagste anodespanning met de grootste stuurroosterspanning (zie fig. 1).

Afbuiging van electronen door een rooster op nulpotentiala

Bij een rooster op nulpotentiala, dat zich bevindt in de nabijheid van een andere electrode van hoge potentiala (het schermrooster), is niet meer voldaan aan de voorwaarde, dat de potentialafluctuaties in het roostervlak klein zijn ten opzichte van de gemiddelde potentiala. De snelheid van de electronen, die op de spleet tusschen twee roosterdraden aankomen, kan dan niet meer als onafhankelijk van de plaats worden beschouwd, maar is in het midden van de spleet aanmerkelijk grooter dan in de nabijheid van de roosterdraad. Dit komt duidelijk uit in het verloop van de electronenbanen, zooals die met behulp van het gespannen rubbervlies worden gevonden (zie fig. 5). Zou voldaan zijn aan de voorwaarden van de boven behandelde theorie, dan

⁷⁾ Zie het in noot ⁴⁾ aangehaalde artikel.

zou de tangens van de afbuigingshoek in elk punt van het rooster evenredig zijn met de afstand tusschen dit punt en het midden van de spleet. Waar de afbuiging nu de andere kant uitgaat dan bij een rooster op positieve potentiaal, zouden als gevolg

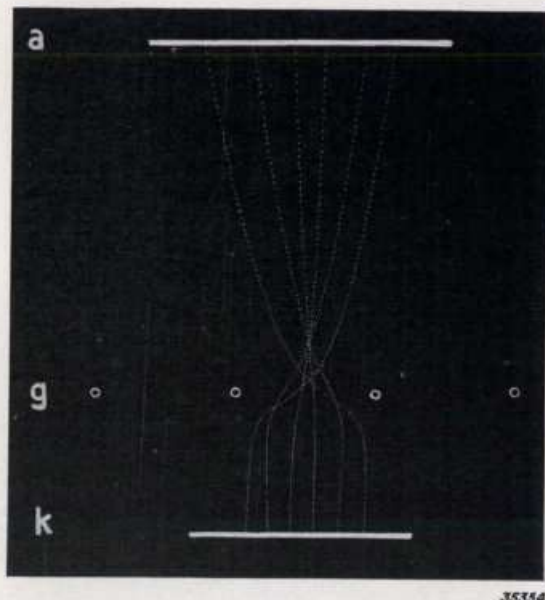


Fig. 5. Banen van electronen bij het passeeren van een rooster met nulpotentiaal. De afbuiging geschiedt in de tegengestelde richting als in fig. 2; de electronenbundel wordt niet gestrooid maar gefocuseerd.

van deze evenredigheid de electronen in één punt worden gefocuseerd. Daar de electronen echter in tegenstelling tot de theoretische onderstelling met toenemende afstand van het midden steeds langzamer loopen, waardoor het afbuigen sterker geschiedt dan de theorie vereischt, wordt de „brandpuntsafstand” voor electronen aan de rand van de spleet kleiner dan voor electronen in het midden van de spleet. In optische taal gesproken vormt de spleet tusschen twee roosterdraden een cylindervorm met een positieve sferische aberratie.

Daar de afbuigingshoek van de sterk gekromde electronenbanen in de nabijheid van het stuurrooster moeilijk uit de figuur kan worden bepaald, werd in plaats hiervan gemeten de afbuigingshoek α van het electron ter plaatse van de anode, welke van de stuurrooster-afbuiging slechts een constante factor verschilt. Om dezelfde reden werd de coördinaat x niet bepaald in het stuurroostervlak, maar ter plaatse van het kathodevlak.

Zet men weer $\text{tg } \alpha$ uit als functie van x , dan verkrijgt men op grond van de proeven, die met het rubbervlies zijn genomen, de in fig. 6a weergegeven kromme. Over de helft van de spleetbreedte, aan weerskanten van het midden, is het verloop vrijwel rechtlijnig, maar dicht bij de roosterdraad

neemt de afbuiging sterker toe dan evenredig met de afstand van de middellijn. Vlak bij de roosterdraad begint de afbuiging weer af te nemen, omdat de eerste afbuiging zoo sterk is, dat de electronen in de nabijheid van de naburige roosterdraad komen en in de omgekeerde richting worden afgebogen.

De rechte lijn b in fig. 6 stelt de afbuiging voor, die men theoretisch zou berekenen, wanneer men de (feitelijk foutieve!) onderstelling maakt, dat de variaties van de potentiaal in het roostervlak klein zijn ten opzichte van de gemiddelde potentiaal in het roostervlak. Men vindt dan, door de vergelijkingen (2) en (5) te combineren, voor de afbuigingshoek α de formule:

$$\text{tg } \alpha = \frac{2x}{d} \frac{d}{4V_{g1}} \left(\frac{V_{g1} - V_k}{a_{g1k}} + \frac{V_{g1} - V_{g2}}{a_{g1g2}} \right), \quad (6)$$

waarbij V_{g1} de gemiddelde stuurroosterspanning, V_{g2} de gemiddelde schermroosterspanning is.

De overeenstemming tusschen de rechte lijn volgens verg. (6) en de door proeven gevonden kromme is beter dan men, het grove karakter van de theorie in aanmerking nemend, zou durven verwachten; de afname van de experimentele afbuiging voor groote waarden van x draagt belangrijk bij tot deze overeenstemming.

Met behoorlijke benadering kan men dus de afbuigingen in het stuurroostervlak voorstellen door verg. (6). Daar deze formule *mutatis mutandis* eveneens voor het remrooster is toe te passen, vinden we dus dat de afbuigingsverschijnselen voor alle roosters van tetroden en penthoden beschreven

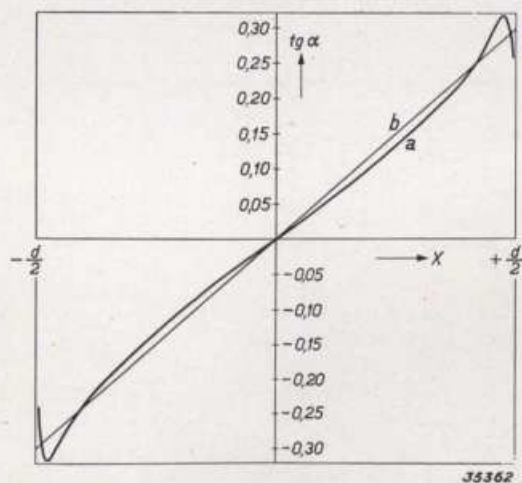


Fig. 6. Tangens van de afbuigingshoek van electronen, die een rooster op nulpotentiaal passeeren, als functie van de afstand tusschen de startplaats van het electron en de middellijn tusschen twee roosterdraden. α is de hoek, waarmee de afgebogen electronen op de anode aankomen.

a) experimenteel bepaalde kromme;
b) kromme, die men berekent, wanneer men de potentiaal in het roostervlak constant en gelijk aan de gemiddelde roosterspanning onderstelt.

kunnen worden met formules van soortgelijke gedaante.

I_a - V_a -karakteristieken van tetroden en penthoden

Nadat in het voorgaande de afbuigende werking der afzonderlijke roosters van een tetrode resp. een penthode werd berekend, kunnen we nu ook aangeven, hoe de verdeling der electronen over de verschillende afbuigingshoeken er zal uitzien, indien deze electronen alle roosters van een tetrode of penthode zijn gepasseerd. Uit deze hoekverdeling kan men dan de I_a - V_a -karakteristiek van de buis op soortgelijke wijze berekenen als dit in het voorgaande voor de hoekverdeling van de door het schermrooster afgebogen electronen werd gedaan. Deze beschouwingswijze zal bij de lage anode-

spanningen, waar het hier om gaat, ongeveer met de feiten overeenkomen; bij hogere anodespanningen is dit niet meer het geval o.a. omdat wij in de rekening niet in aanmerking namen, dat de electronen, nadat ze het schermrooster gepasseerd zijn, gedeeltelijk door directe terugkaatsing aan de draden van het remrooster voor de anodestroom verloren gaan.

De samenwerking der afbuigingen in de verschillende roosters kan op verschillende wijzen plaats vinden. Is bijv. de spoed van twee op elkaar volgende roosters dezelfde, dan zijn de door het eerste rooster afgebogen electronen niet gelijkmatig verdeeld over de openingen van het volgende rooster, zoodat het dus voor de sterkte en het karakter van de verstrooiing verschil zal maken of de draden van het tweede rooster achter de draden van het eerste rooster liggen dan wel bijv. een halve spoed ten opzichte van deze zijn verschoven. Het eerste van deze gevallen zal verderop nog nader worden onderzocht.

Voorloopig onderstellen we echter roosters met ongelijke spoed. In dat geval kunnen wij onderstellen, dat de zijdelingsche snelheidscomponenten, die tengevolge het afbuigen door bijv. drie roosters achtereenvolgens ontstaan, volgens de wetten van het toeval bij elkaar mogen worden opgeteld.

De tangentele component van de snelheid, welke in elk roostervlak aan het electron wordt gegeven, is gelijk aan de totale snelheid in het roostervlak, vermenigvuldigd met de sinus van de afbuigingshoek. Men vindt op deze wijze met behulp van de verg. (5) en (6) voor de tangentele snelheidsveranderingen, die de electronen respectievelijk in elk der drie roosters van een penthode ondergaan:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \sqrt{\frac{e}{2m}} x_1 \frac{1}{\sqrt{V_{g1}}} \left(\frac{V_{g1}-V_k}{a_{g1k}} + \frac{V_{g1}-V_{g2}}{a_{g1g2}} \right), \\ v_2 &= \sqrt{\frac{e}{2m}} x_2 \frac{1}{\sqrt{V_{g2}}} \left(\frac{V_{g2}-V_{g1}}{a_{g1g2}} + \frac{V_{g2}-V_{g3}}{a_{g2g3}} \right), \\ v_3 &= \sqrt{\frac{e}{2m}} x_3 \frac{1}{\sqrt{V_{g3}}} \left(\frac{V_{g3}-V_{g2}}{a_{g2g3}} + \frac{V_{g3}-V_a}{a_{g3a}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

x_1 , x_2 en x_3 zijn hierbij de toevallige plaatscoördinaten in elk rooster, zij kunnen telkens variëren van nul tot de halve spoed. V_{g1} , V_{g2} en V_{g3} zijn, evenals in het voorafgaande, de gemiddelde potentialen van de drie roostervlakken. De totale tangentele component van de snelheid achter het remrooster is $v_1 + v_2 + v_3$.

Vergelijkt men de drie uitdrukkingen in verg. (7),

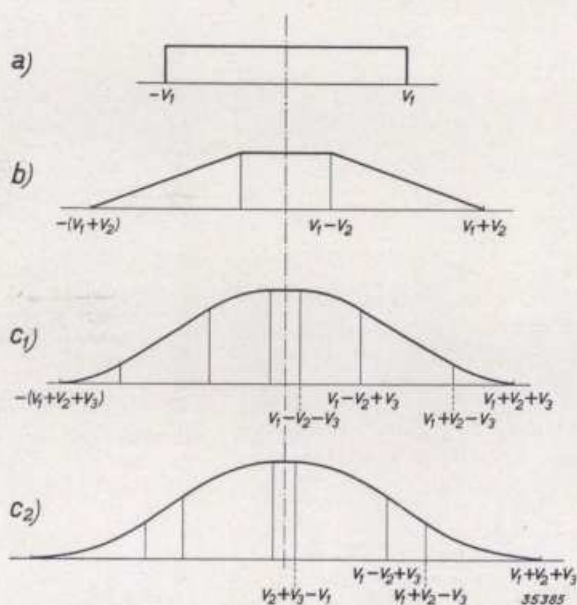


Fig. 7. Verdeling van de tangentele snelheden in een electronenbundel, die resp. door één, twee of drie roosters wordt verstrooid.

Wordt de bundel door één rooster verstrooid, dan komen in de gestrooide bundel electronen met alle tangentele snelheden tusschen twee maximale waarden $+v_1$ en $-v_1$ in dezelfde mate voor: de snelheidsverdeling wordt gegeven door een rechthoekig diagram (kromme a).

Wordt de gestrooide bundel daarna door een tweede rooster gestrooid, dan is het aantal electronen per eenheid van snelheidsinterval voor elke snelheid v gegeven door het oppervlak van kromme a tusschen $v-v_2$ en $v+v_2$, waarbij v_2 de maximale tangentele snelheid beteekent, die het electron door de afbuiging in het tweede rooster verkrijgt, en die kleiner dan v_1 is ondersteld. Op deze wijze ontstaat de trapeziumvormige kromme b.

Wordt de bundel daarna nog door een derde rooster gestrooid, dan verkrijgt men de krommen c, waarvan de ordinaten voor elke snelheid v gegeven is door het oppervlak van kromme b tusschen $v-v_3$ en $v+v_3$. Wat de vorm van de kromme betreft, moet men onderscheid maken tusschen $v_3 < v_1-v_2$ (kromme c_1) en $v_3 > v_1-v_2$ (kromme c_2). Beide krommen zijn samengesteld uit paraboolvormige stukken en rechte stukken. Het verschil is hierin gelegen, dat het middelste gedeelte van de kromme in het geval c_1 horizontaal verloopt, in het geval c_2 daarentegen door een parabool wordt gevormd, waarvan de kromming tweemaal zoo groot is als die van de andere paraboolvormige stukken.

dan vindt men, dat ze bij normale dimensionering van een eindpenthode ongeveer dezelfde orde van grootte kunnen bezitten. Het is dus zeker niet juist om bijv. alleen de verstrooiing door het scherm-rooster in aanmerking te willen nemen, zooals soms wel gedaan is.

De wijze, waarop de drie tangentieele snelheids-componenten bij elkaar moeten worden opgeteld, blijkt uit fig. 7. Hierbij is ondersteld, dat $v_1 > v_2 > v_3$. Een dergelijke onderstelling doet niets af aan de algemeene geldigheid van de beschouwing, daar de totale afbuiging in de hier beschouwde benadering onafhankelijk is van de volgorde, waarin de roosters worden doorlopen.

Wordt alleen het eerste rooster doorlopen, dan zijn in de gestrooide bundel electronen met alle tangentieele snelheden tusschen $-v_{1\max}$ en $+v_{1\max}$ in dezelfde mate aanwezig, zooals door fig. 7a wordt aangegeven (de index *max* is in de figuur weggelaten). Het diagram heeft de eenvoudige vorm van een rechthoek.

Wordt behalve het eerste rooster ook het tweede rooster doorlopen, dan verkrijgt men een diagram als fig. 7b. Tot elke totale tangentieele snelheid v dragen nu gelijkmatig alle electronen bij, welke na de afbuiging door het eerste rooster tangentieele snelheden hadden tusschen $v - v_{2\max}$ en $v + v_{2\max}$. De hoeveelheid van deze electronen kan men vinden door het oppervlak van het eerste diagram tusschen $v - v_2$ en $v + v_2$ te beschouwen. Men ziet dan, dat men een trapeziumvormig diagram verkrijgt, zooals in de figuur is aangegeven.

Neemt men nu op dezelfde wijze ook de strooiing door het derde rooster in aanmerking, dan verdwijnen de knikken van de trapeziumfiguur; het diagram wordt een vloeiende lijn, samengesteld uit rechte stukken en paraboolvormige krommen. Zooals men ziet in fig. 7c moeten twee gevallen worden onderscheiden, nl. $v_1 - v_2 - v_3 > 0$ en $v_1 - v_2 - v_3 < 0$. In het eerste geval bevat de top van het diagram nog een horizontaal stuk, terwijl hij in het laatste geval paraboolvormig is. Het geheele verloop van de kromme vertoont reeds eenige gelijkenis met de verdeelingskromme volgens Gauss voor toevallige fluctuaties en zou bij een toenemend aantal roosters spoedig in de kromme van Gauss overgaan.

Nadat op deze wijze de verdeelingskromme van de tangentieele snelheden voor een, twee en drie roosters is bepaald, kunnen wij de $I_a - V_a$ -karakteristiek voor elk van deze gevallen berekenen. Hiertoe overwegen wij, dat bij elke anodespanning V_a die electronen de anode bereiken, waarvan de tangentieele snelheid na het passeeren van alle

roosters kleiner is dan een bepaalde maximale waarde v_0 , die gegeven is door:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = e V_a.$$

In fig. 8a, b, c zijn de karakteristieken weergegeven, die men op deze wijze berekent voor het geval van 1, 2 en 3 roosters. Het geval van één rooster heeft, zooals gezegd, practisch geen groote beteekenis; het geval van twee roosters kan bij lage anodespanning, waarbij nog geen belangrijke secundaire emissie optreedt, vergeleken worden met de karakteristiek van de tetrode, terwijl het diagram voor drie roosters — eveneens alleen bij lage spanningen — overeenkomt met het geval van de penthode.

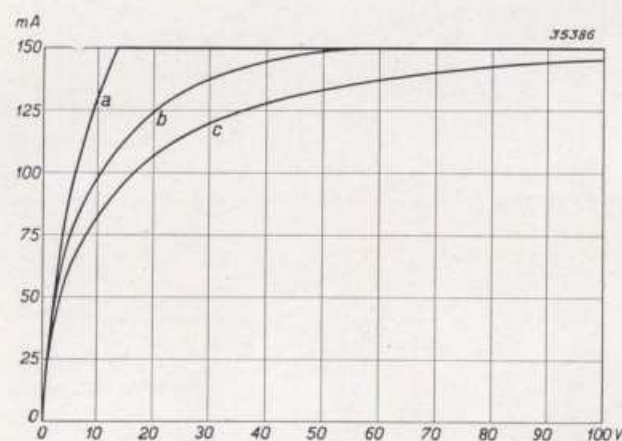


Fig. 8. $I_a - V_a$ -karakteristieken, berekend voor electronenbundels, die gestrooid zijn volgens de snelheidsdiagrammen a, b en c van fig. 7.

Conclusies betreffende de constructie van tetroden en penthoden

Om te bereiken, dat de anodestroom reeds bij een zoo laag mogelijke anodespanning zijn verzadigingswaarde verkrijgt, is het gewenscht de afbuigingen, die de electronen aan de roosterdraden ondervinden, zoo klein mogelijk te maken. Hieruit zijn eenige conclusies te trekken betreffende de constructie van de verschillende roosters.

Het stuurrooster

Evenals bij alle roosters is bij het stuurrooster de maximale afbuiging, welke volgens verg. (6) op kan treden, evenredig met de spoed. Het verdient dus aanbeveling de spoed van het rooster klein te maken. Daar dit bij buizen van groote steilheid reeds om andere redenen wordt gedaan, is het begrijpelijk, dat buizen met een groote steilheid meestal ook een gunstige $I_a - V_a$ -karakteristiek bezitten, hetgeen tot uiting komt in een hooge waarde van de verhouding tusschen het nuttige

vermogen, dat maximaal kan worden afgegeven, en de anodedissipatie.

Is de stuurroosterspanning sterk negatief, dan kunnen de electronen het rooster niet op een willekeurige plaats passeeren, maar slechts in een smal gebied in het midden van de spleten, waar de potentiaal in het roostervlak nog positief is. Het is te verwachten, dat hierdoor de afbuiging van de electronen wordt verzwakt, aangezien in het midden van de spleten de afbuigende krachten het zwakst zijn. In overeenstemming hiermee neemt men vaak waar, dat de knie met toenemende negatieve stuurroosterspanning steeds scherper wordt.

Het schermrooster

Ook bij het schermrooster zou men om geringe afbuigingen te verkrijgen de spoed niet te klein willen maken, doch men vervalt dan in een ander bezwaar, nl. dat de stroomopname van dat rooster te groot wordt. Er doet zich, zooals boven reeds vermeld werd, echter de vraag voor, of men een vermindering van de afbuigingen niet ook kan bereiken door de draden van het schermrooster achter de draden van het stuurrooster te plaatsen.

Bij gunstige onderlinge verhoudingen van de spoed en de afstand tusschen stuurrooster en schermrooster kan dit inderdaad een verbetering brengen. De electronen worden nl. door het stuurrooster gefocussieerd, en wanneer het brandpunt niet op een al te groote afstand van het schermrooster is gelegen, zullen de electronen bij voorkeur op het

midden van de schermroosterspleten treffen, waar de afbuiging zwak is. Tegelijkertijd wordt hierdoor de schermroosterstroom verminderd en dientengevolge het ruischen ⁸⁾).

Fig. 9 geeft een modelopname van de electronenbanen door een negatief en een positief rooster, waarvan de draden recht achter elkaar zijn geplaatst. Zooals men ziet zijn de afbuigingen, die de electronen in de beide roostervlakken ondervinden, niet onafhankelijk van elkaar: de situatie is hier zoo, dat die electronen, welke in het stuurrooster het sterkst worden afgebogen, ook in het schermrooster de sterkste afbuiging verkrijgen. Men kan hier de afbuigende werking van het schermrooster beschrijven door te zeggen, dat elke afbuiging, die het electron in het stuurrooster ondergaat, met een bepaalde factor wordt verhoogd. De verdeling van de tangentieele snelheden blijft dus in wezen die van één rooster, zoodat de I_a-V_a -karakteristiek in dit geval volgens fig. 8a zal verlopen en dus een scherpe knik zal vertoonen. Een dergelijk verloop wordt inderdaad bij tetroden gevonden, indien de roosterdraden van stuurrooster en schermrooster achter elkaar zijn geplaatst.

Het remrooster

De afbuiging door het remrooster is bepaald door de derde regel van verg. (7) nl.:

$$v_3 = \sqrt{\frac{e}{2m}} x_3 \frac{1}{\sqrt{V_{g3}}} \left(\frac{V_{g3} - V_{g2}}{a_{g2g3}} + \frac{V_{g3} - V_a}{a_{g3a}} \right) \quad (8)$$

Zooals men ziet, is deze uitdrukking samengesteld uit twee termen, die bij lage anodespanning ($V_a < V_{g3}$) het tegengestelde teeken hebben: de eerste term is negatief daar $V_{g3} < V_{g2}$, de tweede term is bij lage anodespanning positief. Het ligt voor de hand om de plaats en de potentiaal van het remrooster zoodanig te kiezen, dat de beide termen elkaar juist opheffen. Daar in het beschouwde geval zoowel V_{g3} als V_a tamelijk lage waarden hebben, terwijl de schermroosterspanning V_{g2} groot is, zal de teller van de negatieve term belangrijk grooter zijn dan die van de positieve term. Om beide termen in absolute waarde gelijk te maken moet men hetzelfde met de noemers laten geschieden, en dit beteekent, dat de afstand a_{g3a} tusschen het remrooster en de anode belangrijk kleiner moet worden gekozen dan die tusschen remrooster en schermrooster.

Evenals bij het stuurrooster en bij het scherm-

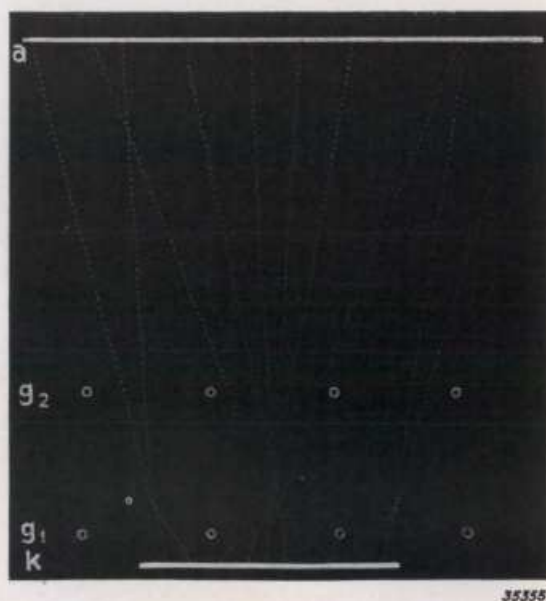


Fig. 9. Electronenbanen voor een negatief en een positief rooster, waarvan de draden achter elkaar zijn geplaatst. De afbuiging van een electron door het tweede rooster is evenredig met de afbuiging, die het reeds in het eerste rooster heeft ondergaan.

⁸⁾ Dit is nader uiteengezet in een artikel over de bijdrage van versterkerbuizen tot het ruischen van versterkers, Philips techn. T. 2, 329, 1937.

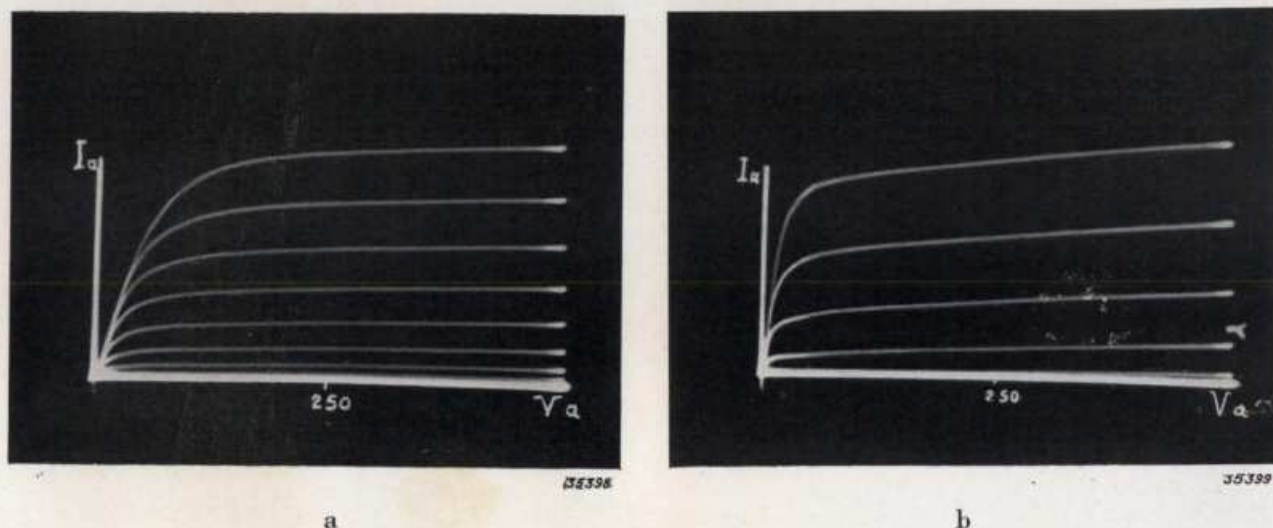


Fig. 10. I_a - V_a -karakteristieken van twee eindpenthoden.

- a) Oude uitvoering met lage steilheid.
- b) Moderne uitvoering met groote steilheid, waarin de afbuigingen van de electronen door verschillende maatregelen zoo klein mogelijk zijn gehouden. Het nagenoeg horizontale rechtlijnige deel van de karakteristiek begint reeds bij een veel lagere anodespanning.

rooster zou men ook bij het remrooster kunnen trachten de afbuigingen te verkleinen door de spoed van het rooster klein te maken. Deze maatregel leidt echter niet tot het beoogde doel. Zooals we gezien hebben, is het juist voor een compensatie van de twee afbuigende termen noodzakelijk, dat de effectieve remroosterpotentiaal V_{g3} tusschen die van schermrooster en anode in is gelegen, want alleen in dat geval hebben de twee termen van verg. (8) het tegengestelde teeken. Daar de roosterdraden zelf kathodepotentiaal hebben, welke lager is dan de gewenschte waarde van de effectieve potentiaal, is het noodzakelijk, dat tusschen de roosterdraden de werking van de anode en het schermrooster voldoende sterk tot uiting komt.

Derhalve blijkt het voordeelig om de spoed juist groot te maken en het klein houden van de afbuiging te zoeken in de boven behandelde gunstige keuze van de plaats van het remrooster.

In fig. 10 zijn de I_a - V_a -karakteristieken van een vroegere en van een moderne penthode (eind-versterkerbuis) weergegeven, waaruit men kan zien, dat het vlakke gedeelte van de karakteristiek tot aanzienlijk lagere anodespanningen kon worden uitgebreid. De vooruitgang is hoofdzakelijk verkregen door verkleining van de spoed van het stuurrooster en door een oordeelkundige plaatsing van het remrooster. De plaats van de knie in het diagram is over meer dan de helft naar lagere spanningen verschoven.

DE NAUWKEURIGHEID VAN VELDSTERKTEMETINGEN

door J. D. VEEGENS en J. J. ZAALBERG van ZELST. 621.317.42 : 621.396.81

De voornaamste factoren worden besproken, welke invloed hebben op de nauwkeurigheid, waarmede het veld van een radiozender kan worden gemeten. Verder wordt behandeld, hoe daarmede rekening is gehouden bij het construeeren van Philips' registreerende veldsterktemeter en welke nauwkeurigheid hiermee is te verkrijgen.

De sterkte van het veld van een radiozender is een grootheid, die van veel belang is voor de zend- en ontvangtechniek, zoodat men haar in vele gevallen zal willen kennen. Bij metingen voor wetenschappelijke doeleinden of ook in bepaalde gevallen voor het keuren van zend- en ontvanginstallaties, die nauwkeurig moeten voldoen aan bepaalde eischen betreffende rendement, straling of gevoeligheid, zal men slechts onnauwkeurigheden van bijv. 1% of nog minder kunnen toelaten. In verreweg de meeste practische gevallen is het echter niet noodig, de veldsterkte met een zoo groote nauwkeurigheid te kennen. Door de invloed van plaatselijke of atmosferische omstandigheden kan nl. de veldsterkte zooveel varieren, dat het vaak geen zin zal hebben, veel nauwkeuriger dan tot op 10 à 20% te meten.

Het is de bedoeling, in dit artikel de voornaamste factoren te bespreken, die de nauwkeurigheid van veldsterktemetingen beïnvloeden, en verder de maatregelen aan te geven, die bij het construeeren en verder perfectionneeren van Philips' registreerende veldsterktemeter¹⁾ zijn getroffen teneinde de onnauwkeurigheden voldoende te beperken. Het zal blijken, dat principiele onnauwkeurigheden worden geïntroduceerd bij het in het algemeen aan iedere serie metingen voorafgaande ijken van de veldsterktemeter. Voor dit ijken wordt een geconcentreerde EMK in de antennekring gebracht ter vergelijking met de verdeelde EMK, die het veld van een zender induceert. Belangrijke fouten kunnen ontstaan, doordat de ijk-EMK niet geheel de juiste waarde heeft en verder ook, doordat zij in het algemeen een andere invloed heeft op de aanwijzing dan de door het veld opgewekte EMK. Dit kan nl. worden veroorzaakt door asymmetrie in de schakeling en door capaciteiten tusschen de verschillende toevoerleidingen en windingen van de antenne. Alvorens nader wordt ingegaan op deze verschillende punten, volgt nu eerst nog een korte bespreking van de inrichting van de veldsterktemeter.

Het principe van de veldsterktemeter

De essentiele bestanddeelen van een gevoelige veldsterktemeter zijn een antenne en een „voltmeter” voor zeer kleine hoogfrequente wisselspanningen. Het veld, welks sterkte men wil meten, induceert in de antenne een EMK, die met de veldsterkte evenredig is en verder nog afhangt van de vorm der antenne. Het is gewenscht, dat het verband tusschen de te meten veldsterkte en de hierdoor opgewekte EMK practisch niet van de omgeving afhangt. Dit kan men verwezenlijken met behulp van een raamantenne, welke bovendien het voordeel biedt, minder gevoelig te zijn voor storende velden, daar zij slechts een klein gebied van frequenties en bovendien gericht ontvangt. De EMK, die in de raamantenne wordt opgewekt, veroorzaakt tusschen de aansluitklemmen van de voltmeter een spanningsverschil, dat een maat is voor de veldsterkte.

De voltmeter bestaat uit een versterker met eenige afgestemde kringen, waarmee het te meten signaal selectief wordt versterkt, zoodat zenders van een andere frequentie niet storend kunnen werken. Het versterkte signaal wordt verder gelijkgericht en toegevoerd aan een aanwijsinstrument. De voltmeter bevat bovendien nog een verzwaker, waarmee men kan overgaan op verschillende meetgebieden voor zeer uiteenlopende veldsterkten.

De ijkmethode als oorzaak van fouten

Bij een technische uitvoering is het practisch niet mogelijk de eigenschappen van een raamantenne en de gevoeligheid van de voltmeter in voldoende mate constant te maken. De eigenschappen van de antenne hangen nl. af van de frequentie, de temperatuur en de vochtigheidsgraad van de lucht. De gevoeligheid van de voltmeter hangt behalve van de frequentie en de temperatuur der omgeving o.a. ook af van de voedingsspanningen van de versterker. Teneinde deze invloeden te elimineeren is het practisch noodzakelijk, het instrument op ieder gewenscht oogenblik in absolute maat te kunnen ijken. Daartoe zou men de geheele veldsterktemeter kunnen plaatsen in een stralingsveld van bekende sterkte, zooals in bijzondere gevallen

¹⁾ Een uitvoerige beschrijving van dit toestel (type GM 4010) werd reeds in dit tijdschrift gegeven: M. Ziegler, Philips techn. T. 2, 216, 1937.

ook wel wordt gedaan, niettegenstaande de daaraan verbonden moeilijkheden. In de praktijk is het echter ondoenlijk, voor elke meting, die met een veldsterktemeter wordt verricht, een dergelijk „standaardveld” aan te brengen.

Daarom is een wijze van ijken gebruikelijk, waarbij een bekende geconcentreerde EMK in de antenne wordt aangebracht (substitutiemethode), en het is deze wijze van ijken, die de voornaamste bron van fouten bij veldsterktemeters vormt. Wil men nl. bij deze methode een groote nauwkeurigheid behalen, dan is het niet voldoende, de opgewekte EMK precies te kennen, maar moet men er ook zeker van zijn, dat zij binnen de gewenschte nauwkeurigheidsgrenzen een zelfde aanwijzing van de voltmeter zal doen ontstaan als een even groote, door het uitwendige veld geïnduceerde EMK. Zooals uit hetgeen volgt zal blijken, is in het algemeen aan deze voorwaarde niet voldaan.

Het aanbrengen van een bekende ijk-EMK

De ijk-EMK wordt verkregen door een stroom van bekende sterkte i_0 en te variëren frequentie ν te leiden over een weerstand ρ , die in serie met de antenne is geschakeld. In het vervangingsschema van fig. 1a is de impedantie van de antenne met het netwerk, dat daaraan verbonden is, Z genoemd. Wat betreft stroom en spanningen in de impedantie Z , is dit schema volkomen gelijkwaardig met dat van fig. 1b. In beide gevallen loopt door Z een stroom $i_0 \rho / (\rho + Z)$. De nauwkeurigheid, waarmee de ijk-EMK E_0 bekend is, hangt dus uitsluitend af van die, waarmee men ρ en i_0 bepaalt.

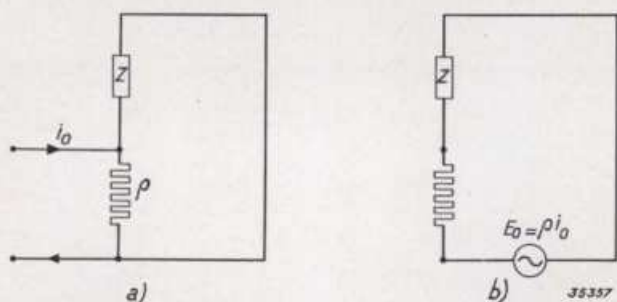


Fig. 1. Vervangingsschema's voor de antenne met het daaraan verbonden netwerk (totale impedantie Z) bij voeding met een ijkstroom i_0 door een ijkweerstand ρ , resp. met een ijk-EMK E_0 in serie met de ijkweerstand.

Teneinde de gevoeligheid van de veldmeter niet onnodig te verkleinen, moet de ijkweerstand ρ , die in de raamkring wordt aangebracht, een kleine waarde hebben. Hiervoor is bij de Philips veldsterktemeter een waarde van 0,15 ohm gekozen. Het is wenschelijk, dat bij alle frequenties, die de veldsterktemeter bestrijkt — tot 30 megaperioden

per sec (dwz. een golflengte van 10 m) — eenzelfde ijk-EMK wordt verkregen bij eenzelfde waarde van i_0 . Dit wil zeggen, dat men de invloed van skin-effect en zelfinductie op de grootte der impedantie van ρ moet kunnen verwaarlozen. In de Philips veldsterktemeter is voor deze ijkweerstand een constructie toegepast, waardoor de impedantie tot 30 megaperioden per sec minder dan 1% afwijkt van de gelijkstroomwaarde. Dit resultaat is bereikt door 15 chroomnikkelen draadjes met een diameter van 25 μ en een lengte van 1 mm parallel uit te spannen tusschen twee evenwijdige ronde koperen schijfjes (fig. 2).

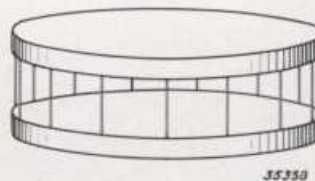


Fig. 2. Weerstand, die slechts een zeer kleine zelfinductie heeft en bestaat uit twee ronde koperen schijfjes tusschen wier randen een vijftiental dunne chroomnikkelen draadjes zijn gespannen.

De ijkstroom i_0 wordt door de ijkoscillator geleverd en bevat een zeker percentage harmonischen, die aanleiding zouden kunnen geven tot onnauwkeurigheden. De stroomsterkte wordt echter gemeten met behulp van een thermokruis, zoodat de invloed der verschillende harmonischen op de aanwijzing van de millivoltmeter slechts tot uitdrukking komt in correctietermen, die zich verhouden als de kwadraten hunner amplituden en niet als deze zelf. Wat dit beteekent, moge uit het volgende voorbeeld blijken. Is de amplitude van een der harmonischen 10% van die van de grondcomponent en noemen wij de effectieve waarde van de grondcomponent i_0 , dan komt de aanwijzing van de millivoltmeter overeen met een stroom ter grootte:

$$\sqrt{i_0^2 + (0,1 i_0)^2} \approx 1,005 i_0,$$

Met een thermokruis meet men dus slechts 0,5% fout, terwijl met een topstroommeter de fout tot 10% kan bedragen. Men kan derhalve de ijkoscillator gemakkelijk zoo construeeren, dat de fout in de grootte van de ijkstroom bij thermisch meten mag worden verwaarloosd.

Invloed der asymmetrie van de antennekring

Door het veld van een radiozender wordt in een raam, dat klein is ten opzichte van de golflengte²⁾,

²⁾ Daar bij de Philips veldsterktemeter de afmetingen der raamantennes steeds klein zijn ten opzichte van de golflengte van het stralingsveld, is het niet noodig, de afwijkingen te behandelen, die zouden kunnen optreden, bij antennes van grootere afmetingen.

een EMK opgewekt, die evenredig is met de sterkte van dat veld en met het oppervlak en het aantal windingen van het raam. Daar echter een raamantenne als geheel ook capaciteit bezit ten opzichte van aarde, zal er in de antenne tevens een EMK worden geïnduceerd, die afhangt van de opstelling van het raam ten opzichte van aarde en voorwerpen in de omgeving. De invloed van dit effect, het zg. antenne-effect, kan men vermijden door de raamkring volkomen symmetrisch ten opzichte van aarde samen te stellen. Ter vervulling van deze voorwaarde kan men een raamantenne gebruiken, die bestaat uit twee onderling gelijke windingen in serie. Zoals men in fig. 3 kan zien, is de ijkweerstand

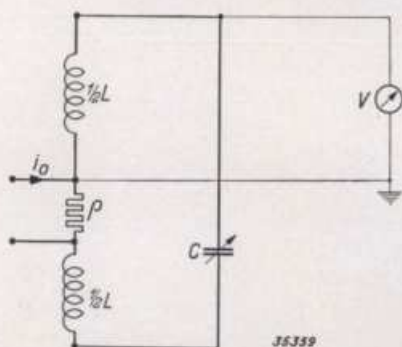


Fig. 3. De raamantenne bestaat uit twee symmetrische gedeelten. De voltmeter V wijst de spanning aan op één der beide helften en deze is een maat voor de veldsterkte ter plaatse van de antenne. De zelfinductie van de antenne is L , de afstemcondensator C . Ijksstroom i_0 , ijkweerstand ρ .

stand ρ aangebracht in één der beide windingen, waardoor hij een asymmetrie in de raamkring vormt. Deze weerstand is weliswaar te klein om een merkbaar antenne-effect te geven, maar de ijkspanning wordt hierdoor niet symmetrisch ten opzichte van aarde in de raamkring gebracht. Zou men de spanning over de geheele raamkring meten, dan zou het onverschillig zijn, waar de EMK wordt aangebracht, maar, zoals ook duidelijk in fig. 3 is aangegeven, staat de voltmeter V slechts over één der beide antennewindingen. Dit vereenvoudigt nl. de constructie en geeft, zoals bij berekening blijkt en in de volgende alinea wordt toegelicht, slechts een kleine fout.

Tengevolge van de resonantie, waarin de raamkring wordt gebracht, veroorzaakt een over ρ ingevoerde ijk-EMK E_0 een veel grootere spanning $Q_0 E_0$ aan de voltmeter V . Een door het veld van een radiozender in de raamkring geïnduceerde EMK E levert op de voltmeter een spanning QE . In het algemeen is Q niet gelijk aan Q_0 . De relatieve fout tengevolge van het asymmetrisch in de antennekring brengen van de ijkspanning wordt nu gegeven door de verhouding $(Q - Q_0)/Q_0$. Hoe groter

de factoren Q en Q_0 zijn, dwz. hoe groter de spanning over de spoel is ten opzichte van die over de ijkweerstand, des te minder zal het uitmaken, of de ijkspanning al of niet door de voltmeter wordt meegemeten. Men kan aan de hand van het eenvoudige schema van fig. 3, waarbij aan de raamwindingen nog weerstand in serie of parallel met de zelfinductie kan worden toegekend, berekenen, dat de relatieve fout $(Q - Q_0)/Q_0$ in eerste benadering kleiner dan $1/(8 Q_0^2)$ wordt. Bij de raamantennes, die voor gebruik in verschillende frequentiegebieden aan de Philips veldsterktemeter zijn toegevoegd, liggen de waarden van Q_0 tussen 20 en 150, zoodat de fout hierbij gerust mag worden verwaarloosd.

Als men groote veldsterkten, bijv. > 50 mV/m, gaat meten, dan zouden groote spanningen aan de klemmen van de voltmeter kunnen optreden. Men wil deze echter vermijden, omdat de versterkerbuizen dan buiten hun lineaire gebied zouden gaan werken, en er geen lineair verband meer zou bestaan tussen de toegevoerde spanning en de aanwijzing van het instrument. Men moet dan meer weerstand in de raamkring brengen. Door de raamkring een grotere weerstand te geven, verkleint men echter de factoren Q_0 en Q en het kan in dat geval noodig worden, wel degelijk rekening te houden met de fout tengevolge van de asymmetrie.

Invloed van capaciteiten tussen de verschillende toevoerleidingen en windingen

In fig. 3 is slechts een zeer schematische voorstelling gegeven van de antennekring, zooals die in werkelijkheid is. In fig. 4 ziet men, dat de raamantenne is aangebracht op een afstand van ongeveer 20 cm boven de metalen kast, waarin zich, behalve de voltmeter en de ijkoscillator, ook de weerstand ρ en de afstemcondensator C bevinden. Een dergelijke afstand is noodzakelijk, wil de kast het veld ter plaatse van de antenne niet merkbaar verstoren. De leidingen, die de antenne met het instrument verbinden, hebben tengevolge, dat er behalve tussen de windingen van het raam ook tussen andere gedeelten van de raamkring belangrijke capaciteiten bestaan.

Teneinde de invloed dezer capaciteiten op de nauwkeurigheid der ijkmethode te leren kennen, werden nadere onderzoeken met de veldsterktemeter verricht. De capaciteiten werden daarbij ieder op haar beurt met bekende bedragen kunstmatig vergroot, waarna dan telkenmale de verhouding Q/Q_0 onder de aldus gewijzigde omstandigheden werd gemeten. Het blijkt dan o.a., dat het practisch geoorloofd is, de capaciteiten tussen de leidingen

gen, en voor ramen met twee windingen ook die tusschen deze windingen onderling, geconcentreerd aangebracht te onderstellen. Zoo wordt het voor een raamantenne met twee windingen mogelijk, de berekeningen uit te voeren aan de hand van het vervangingsschema, dat in fig. 5 is weergegeven. De capaciteit tusschen de beide windingen der raam-



Fig. 4. Philips' registreerende veldsterktemeter type GM 4 010. Daar de metalen kast, waarin het instrument is ondergebracht, het veld in haar onmiddellijke nabijheid vervormt, moet de raamantenne er op een voldoende afstand van zijn verwijderd.

antenne is voorgesteld door k . De 6 verschillende capaciteiten tusschen de 4 toevoerleidingen, telkens twee aan twee genomen, zijn a_1 , a_2 , b_1 , b_2 , d en e genoemd. De capaciteit van de voltmeter V wordt hierbij in a_2 meegerekend. Ook nu maakt het weer een verschil voor de spanning op de voltmeter V , of de EMK door het veld verdeeld over de geheele antenne wordt geïnduceerd, dan wel geconcentreerd wordt aangebracht. Noemen wij de factoren, waarmee de spanning wordt vergroot, weer resp. Q en Q_0 en zijn deze niet te klein, dan vindt men voor de relatieve fout:

$$\frac{Q-Q_0}{Q_0} \approx \frac{\omega^2 L}{4} (a_1 + a_2 - b_1 - b_2 - k), \quad (1)$$

waarbij ω de hoekfrequentie voorstelt en L de totale zelfinductie van de raamkring. De experimenteel gevonden fouten blijken goed overeen te stemmen met deze uitdrukking.

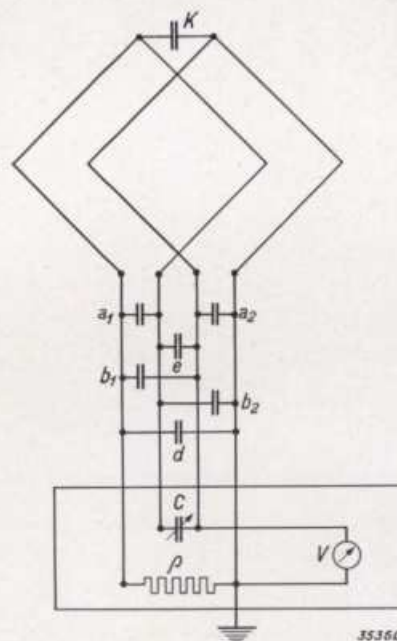


Fig. 5. Vervangingsschema voor een uit twee windingen bestaande raamantenne. C afstemcondensator, ρ ijkweerstand, a_1 , a_2 , b_1 , b_2 , d en e zijn de 6 capaciteiten tusschen de 4 toevoerleidingen telkens 2 aan 2 genomen. De capaciteit tusschen de beide windingen is door k voorgesteld.

Men mag hieruit concluderen, dat voor een bepaald raam deze relatieve fout zal verdwijnen, indien er door toevoeging van geschikte capaciteiten voor wordt gezorgd, dat:

$$a_1 + a_2 - b_1 - b_2 - k = 0 \quad \dots \quad (2)$$

Teneinde bovendien het antenne-effect te vermijden, worden deze correctie-capaciteiten zoo gekozen, dat zij tevens de symmetrie ten opzichte van aarde niet verstoren, dus: $a_1 = a_2$ en $b_1 = b_2$. Blijkens de formules heeft de capaciteit d , die parallel is aan de weerstand ρ , geen merkbare invloed op de nauwkeurigheid. De capaciteit e is reeds verdisconteerd in de afstemcondensator C .

Raamantenne met meer dan twee windingen

Bij de Philips veldsterktemeter behoren voor het gebruik in het frequentiegebied van 4 tot 25 megaperioden per seconde (dwz. 75 tot 12 m golflengte) vier verschillende ramen (fig. 6), die elk uit twee windingen bestaan, zoodat de voorafgaande beschouwingen hierop kunnen worden toegepast. Wil men bij lagere frequenties een voldoende

grootte EMK verkrijgen zonder raamantennes van zeer grootte afmetingen te gebruiken, dan is het noodig, over te gaan tot ramen met meer windingen. Het frequentiegebied van 1,7 tot 4 Mper/sec wordt bestreken door een raamantenne met 4 windin-



Fig. 6. De kast, die de raamantennes bevat, welke bij de Philips veldsterktemeter behoren. In de linker afdeeling ziet men vier dubbele ramen, die het frequentiegebied van 4 tot 25 megaperioden per seconde bestrijken, benevens een uit 4 windingen bestaand raam, dat bestemd is voor 1,7 tot 4 Mper/sec. In de rechter afdeeling bevindt zich de raamantenne, die uit een groot aantal windingen bestaat, welke op vier verschillende wijzen achter en naast elkaar kunnen worden geschakeld. Deze omschakelbare antenne dient voor het frequentiegebied van 0,15 tot 1,7 Mper/sec.

gen, terwijl tenslotte voor frequenties van 0,15 tot 1,7 Mper/sec (dwz. golflengten van 2 km tot 180 m) een raamantenne dient, die bestaat uit een groot aantal windingen, welke op 4 verschillende wijzen naast en achter elkaar kunnen worden geschakeld (fig. 5). Daar blijkens de experimenten de capaciteiten voor ramen met meer dan twee windingen niet geconcentreerd ondersteld mogen worden, kan de formule (1) niet op dergelijke gevallen worden toegepast. Aangezien de situatie te ingewikkeld is voor een eenvoudige berekening, doet men beter, de correcties experimenteel te bepalen, nl. door vergelijking met een raamantenne met twee windingen, waarvan de fouten op de hier aangegeven wijze zijn gecompenseerd. Dit is dan ook geschied met de omschakelbare raamantenne, die bij de nieuwste uitvoering van de Philips veldsterktemeter behoort. Bij deze antenne worden voor dat geval de correcties, in afhankelijkheid van de frequentie, grafisch aangegeven.

Meetnauwkeurigheid van de Philips veldsterktemeter

Onderstellen wij, dat de toevallige fouten, die bij het instellen, aflezen, enz. in de meetresultaten zouden kunnen komen, zijn geëlimineerd door de meting een voldoende aantal malen te herhalen, dan blijven, behalve de reeds behandelde, nog eenige andere systematische fouten over, die hier nader besproken zullen worden.

De „effectieve hoogte” van de raamantenne, dit is de evenredigheidsfactor tusschen de opgewekte EMK en de veldsterkte, is tot op 0,5% nauwkeurig bekend. De onnauwkeurigheden in de inrichting, die voor de gelijkrichting dient, en in het instrument, dat de aanwijzing van de veldsterktemeter geeft, veroorzaken tezamen een fout van hoogstens 2% in de meetresultaten. De verzwakker, die dient voor het overgaan op verschillende meetgebieden van de voltmeter, wordt vervaardigd met een onnauwkeurigheid van 0,5%.

Ter vergelijking volgt hier nog een overzicht van de grootte der reeds eerder behandelde fouten. Het optreden van het antenne-effect kan een fout van 1% veroorzaken. Door de frequentieafhankelijkheid van de ijkweerstand ϱ wordt een onnauwkeurigheid van hoogstens 1% geïntroduceerd. Het voorkomen van hogere harmonischen in de ijkstroom i_0 en de fout van het instrument, waarmede deze wordt gemeten, geeft een onnauwkeurigheid van 1% in de meetresultaten. Door de onvolkomen compensatie van de fout, die de wederzijdsche capaciteiten (a_1 , b_1 , enz.) veroorzaken, wordt eveneens een onnauwkeurigheid teweeggebracht, die ten hoogste 1% bedraagt.

Als alle hier genoemde fouten in dezelfde richting zouden werken, dan zou een fout van maximaal 7% ontstaan. In het algemeen zullen echter de hier genoemde fouten niet allen in dezelfde richting werken, terwijl zij evenmin alle tegelijkertijd hun grootste waarden aannemen. Derhalve mag men er in de praktijk mee rekenen, dat men een meetnauwkeurigheid van 4% verkrijgt.

Uit de voorafgaande opsomming blijkt ook duidelijk, dat de principiele fouten, die het ijken van deze veldsterktemeter aankleven, van dezelfde orde van grootte zijn als de fouten, die aan de meetapparatuur eigen zijn. Zou men precisiemeters gebruiken, dan zou dit dus geen belangrijke verbetering van het instrument met zich mee brengen, terwijl hierdoor bovendien de praktische bruikbaarheid voor metingen in het veld verloren zou gaan.

MICROFOONS

door J. de BOER.

621.395.61

Een uiteenzetting wordt gegeven van de verschillende wijzen, waarop in een microfoon de geluidstrillingen kunnen worden omgezet in mechanische trillingen van een membraan, bandje of plaatje, dat één vrijheidsgraad bezit, en hoe deze dan weer een wisselende EMK kunnen opwekken in een elektrische stroomkring. De beschouwingen leveren een grondslag voor de verdeling der microfoons in verschillende typen. Tenslotte worden eenige uitgevoerde vormen van microfoons nader beschreven.

De naam „microfoon” werd oorspronkelijk door C. Wheatstone gegeven aan een instrument om zeer zwakke geluiden hoorbaar te maken voor het menselijk oor, dus wat wij nu een stethoscoop noemen. Tegenwoordig wordt de naam microfoon echter uitsluitend gebruikt voor instrumenten, die luchttrillingen omzetten in elektrische wisselspanningen. De eerste ontwikkeling van deze microfoons dateert uit de jaren 1876 en 1877. In dien tijd legde Graham Bell (1876) de grondslagen voor het telefoneren. Hij gebruikte daarbij een microfoon, die werkte volgens het electromagnetische principe. Een jaar later (1877) verwierven zoowel Th. A. Edison als A. Berliner een octrooi voor een veel gevoeliger microfoon, waarvan de werking berustte op de veranderlijke weerstand van koolpoeder. Sedertdien heeft de verdere ontwikkeling van de microfoon gelijke tred gehouden met de perfectionneering van de weergave en registratie van geluid.

De verschillende soorten microfoons stemmen alle daarin overeen, dat eerst de beweging der luchtdeeltjes wordt omgezet in de beweging van een membraan, bandje of plaatje. Deze beweging geeft aanleiding tot het ontstaan van een elektrische wisselspanning, zoodat wij steeds te maken hebben met de opeenvolging:

luchtbeweging $\rightarrow$ membraanbeweging $\rightarrow$ EMK.

In het geluidsveld kan men de totale luchtdruk splitsen in de constante druk P van de atmosfeer en een wisselende druk $p_{\sim}$ tengevolge van de geluidstrillingen, de zg. geluidsdruk.

Aan een goede microfoon stelt men nu de volgende eisch: De amplitude van de door de geluidsdruk opgewekte EMK moet voor iedere frequentie $\omega/2\pi$ in het weer te geven frequentiegebied recht evenredig zijn met de amplitude van de geluidsdruk en de evenredigheidsfactor moet onafhankelijk van de frequentie zijn. De optredende amplituden zijn meestal wel klein genoeg om aan de eerste voorwaarde te kunnen voldoen. In hoeverre men met de verschillende soorten van microfoons kan vol-

doen aan de tweede voorwaarde, zal in dit artikel nader worden uiteengezet.

Allereerst willen wij het omzetten van de membraanbeweging in een EMK bespreken, hetgeen aanleiding geeft tot een indeeling der microfoons naar hun electrisch gedrag. Daarna behandelen wij de verschillende constructies voor het omzetten van de luchttrillingen in bewegingen van de membraan, waaruit een acoustische indeeling der microfoons volgt. Tenslotte zullen de verschillende bruikbare combinaties van elektrische en acoustische kenmerken en eenige uitvoeringsvormen van verschillende typen microfoons worden beschreven.

Electrische indeeling van microfoons

De EMK is bepaald door de uitwijking van het membraan

Bij de klassieke *koolmicrofoons* (fig. 1) veroorzaakt een uitwijking $x_{\sim}$ van een membraan M een verandering van de overgangsweerstand tusschen

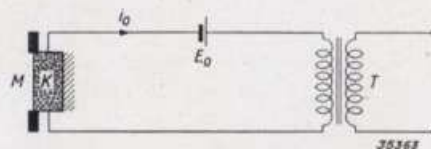


Fig. 1. Stroomkring van een koolmicrofoon. M membraan, K koolkorrels, E_0 constante EMK, T transformator.

koolkorrels, die in een kamer K zijn opgesloten. De weerstandsverandering ΔR is voor voldoende kleine uitwijkingen van het membraan evenredig met de uitwijking:

$$\Delta R = C x_{\sim}, \dots \dots \dots (1)$$

waarbij de evenredigheidsfactor C niet van de frequentie afhangt. De in de microfoonkring aangebrachte constante EMK E_0 levert bij een totale weerstand R_0 van deze kring een stroom $i_0 = E_0/R_0$. De kleine weerstandsverandering ΔR van de microfoon is derhalve equivalent met een wisselende EMK in de microfoonkring:

$$E_{\sim} = i_0 \Delta R = C \frac{E_0}{R_0} x_{\sim}, \dots \dots (2)$$

die niet afhangt van de snelheid, waarmee de beweging geschiedt.

Wordt een *piëzo-electrisch kristalplaatje* uitgerekt of samengedrukt, dan ontstaan er elektrische ladingen op de zijvlakken. Brengt men nu een dergelijk kristalplaatje C aan (fig. 2) tussen een

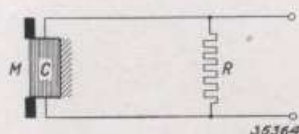


Fig. 2. Schema van een piëzo-electrische microfoon. M membraan, C piëzo-electrisch kristal, R weerstand.

vaste wand en een membraan, dat door de geluidstrillingen in beweging wordt gebracht, dan wordt in het kristalplaatje een EMK opgewekt, die met de uitwijking van het membraan evenredig is.

Deze wisselende EMK kan men in een elektrische stroomkring weer een wisselstroom laten opwekken.

Bij de *condensatormicrofoon* vormt het bewegende membraan één der platen van een condensator (fig. 3). De beweging van het membraan veroorzaakt veranderingen in de capaciteit van de condensator. Wanneer door middel van een elektrische batterij over een weerstand R tegengestelde ladingen op de platen van de condensator zijn gebracht, geven de capaciteitsveranderingen aanleiding tot spanningsvariaties tussen de beide platen, die ook in dit geval voor alle frequenties een vaste verhouding tot de uitwijkingen van het membraan hebben.

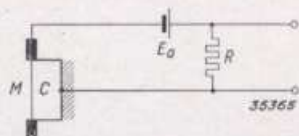


Fig. 3. Schematische voorstelling van een condensator-microfoon. M membraan, die een luchtcondensator C vormt met de vaste wand. E_0 constante EMK, R weerstand.

Voor deze drie soorten microfoons is dus de opgewekte EMK op elk tijdstip evenredig met de uitwijking van het membraan. Voor een goede werking dezer microfoons wordt nu dus nog slechts vereischt, dat deze uitwijking zelf evenredig met de geluidsdruk verloopt. In hoeverre hieraan kan worden voldaan, zullen wij verderop in dit artikel behandelen.

De EMK is bepaald door de snelheid van het membraan

Bij een *electrodynamische microfoon* draagt een membraan, bandje of plaatje, dat door de luchttrillingen wordt bewogen, een elektrische geleider,

of is zelf geleidend. Deze geleider wordt in een constant magnetisch veld geplaatst (fig. 4) en opgenomen in een elektrische keten. Tengevolge van de bewegingen, die de geleider in het magnetisch veld uitvoert, verandert het aantal door de stroomkring omvatte krachtlijnen:

$$N = N_0 + Cx_{\sim} = N_0 + Cx_0 \cos \omega t, \quad (3)$$

waarbij C een constante is en $\omega/2\pi$ de frequentie beteekent. In deze stroomkring wordt volgens de inductiewet een EMK opgewekt, die gelijk is aan de afname van het aantal omvatte krachtlijnen per eenheid van tijd:

$$E_{\sim} = - \frac{dN}{dt} = - C \dot{x}_{\sim} = C \omega x_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

waarin $\dot{x}_{\sim}$ de afgeleide van de uitwijking naar de tijd voorstelt, dwz. de snelheid van het membraan.

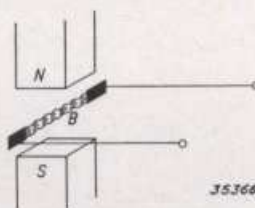


Fig. 4. Schema van een electrodynamische microfoon. N noordpool, S zuidpool van een permanente magneet. B trillende metalen bandje, dat in de stroomkring is opgenomen.

Bij een *electromagnetische microfoon* is aan het trillende membraan een stukje weekijzer verbonden (fig. 5). Dit sluit het magnetische circuit van een permanente magneet en door de bewegingen van het membraan ontstaat derhalve een veranderlijk magnetisch veld, dat een EMK opwekt in een stilstaande elektrische spoel, die de magneet omgeeft en in een elektrische stroomkring is opgenomen. De onderlinge situatie is voor een dergelijke, electromagnetische microfoon geheel dezelfde als bij een electrodynamische en voor beide gevallen is de opgewekte EMK evenredig met de snelheid van het membraan en de verhouding tussen beiden hangt niet van de frequentie af. Teneinde met microfoons, die volgens het electro-dynamische of -magnetische principe werken, voor alle frequenties een goede weergave te verkrijgen,

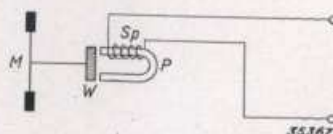


Fig. 5. Schema van een electromagnetische microfoon. M membraan, waaraan een stukje weekijzer W is bevestigd. P permanente magneet, die omgeven is door een spoeltje Sp .

moet derhalve de verhouding tusschen de snelheid van hun bewegende systeem en de geluidsdruk onafhankelijk zijn van de frequentie.

Acoustische indeeling van microfoons

Drukmicrofoons

Is het membraan M van een microfoon slechts aan één zijde (fig. 6) blootgesteld aan de veranderlijke

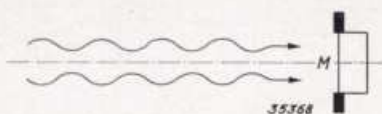


Fig. 6. Drukmicrofoon met beweegbaar membraan M , geplaatst in een vlakke geluidsgolf.

geluidsdruk $p_{\sim}$, dan spreekt men van een drukmicrofoon. Hierbij is de kracht $K_{\sim}$, die de luchttrillingen uitoefenen op het oppervlak O van het membraan, gelijk aan het product van dit oppervlak en de geluidsdruk:

$$K_{\sim} = Op_{\sim} = Op_0 \cos \omega t \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Is de massa van het membraan m , de wrijvingsweerstand r en de stijfheid s , dan krijgt de bewegingsvergelijking voor dit membraan de volgende gedaante:

$$m \ddot{x}_{\sim} + r \dot{x}_{\sim} + s x_{\sim} = K_{\sim} = Op_0 \cdot \cos \omega t, \quad (6)$$

waarin $\ddot{x}_{\sim}$ de versnelling voorstelt.

Bij een dergelijk bewegend systeem met één vrijheidsgraad treedt voor een zelfde amplitude der uitwendige kracht de grootste uitwijking op, als de frequentie $\omega/2\pi$ van de kracht gelijk is aan de resonantiefrequentie:

$$\frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{m}} \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

De wijze, waarop de amplitude van het trillend systeem verloopt met de frequentie, is nu zeer verschillend al naar gelang men zich voldoende boven of onder, dan wel in de buurt van deze resonantiefrequentie bevindt. In die drie verschillende frequentiegebieden spelen nl. elk der drie termen van het linkerlid der bewegingsvergelijking (6) resp. de hoofdrol, zoodat wij voor die drie gebieden de volgende benaderingen van verg. (6) mogen gebruiken:

$$\omega \gg \omega_0: m \ddot{x}_{\sim} = Op_0 \cos \omega t \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\omega \approx \omega_0: r \dot{x}_{\sim} = Op_0 \cos \omega t \quad . \quad . \quad (9)$$

$$\omega \ll \omega_0: s x_{\sim} = Op_0 \cos \omega t \quad . \quad . \quad (10)$$

In de buurt van de resonantiefrequentie bepaalt dus de geluidsdruk de snelheid der membraan-

beweging; voor hogere, resp. lagere frequenties bepaalt hij de versnelling, resp. de uitwijking.

Bij de kool-, piëzo-electrische en condensatormicrofoon is, zooals wij reeds bespraken, de EMK bepaald door de uitwijking van het membraan. Wat het acoustische gedeelte dezer microfoons betreft, dient men er dus voor te zorgen, dat de verhouding tusschen de uitwijking en de geluidsdruk onafhankelijk van de frequentie is, dwz. verg. (10) moet gelden. Wanneer men deze typen microfoons als drukmicrofoons inricht, moet men er voor zorgen, dat de resonantiefrequentie zoo hoog wordt gemaakt, dat het weer te geven frequentiegebied er onder is gelegen. Mocht de resonantiefrequentie nog liggen in het gebied der hoogste tonen, die men wil weergeven, dan zou hinderlijke resonantie op kunnen treden, tenzij de damping groot genoeg is.

In het frequentiegebied boven de resonantiefrequentie is volgens verg. (8) de verhouding tusschen de versnelling ($\ddot{x}_{\sim} = \omega^2 x_{\sim}$) en de geluidsdruk constant. Voor de drie genoemde microfoontypen verloopt dus in dat gebied de amplitude van de in de microfoonkring opgewekte EMK als p_0/ω^2 . De gevoeligheid neemt dus sterk af voor hoge frequenties, zooals wij duidelijk zien aan de in fig. 7 weergegeven resonantiekromme.

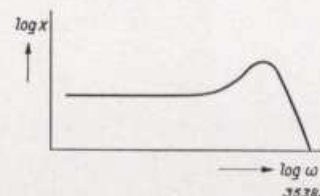


Fig. 7. Resonantiekromme voor een membraan met één vrijheidsgraad; de logaritme van de uitwijking x in afhankelijkheid van de logaritme der frequentie.

Een microfoon werkende volgens het electro-dynamische of electromagnetische principe zal volgens (4) het geluid goed weergeven, als de verhouding tusschen de snelheid van het membraan en de druk niet afhangt van de frequentie. Een drukmicrofoon is bij deze twee typen dus slechts te gebruiken in het frequentiegebied, waarvoor verg. (9) geldt, dwz. in de buurt van de resonantiefrequentie. Door de mechanische damping groot te maken, kan men er weliswaar voor zorgen, dat het frequentiegebied, waarin de weergave nog goed is te noemen, vrij breed wordt, maar meestal wordt dan de gevoeligheid te klein. Als men om bepaalde redenen toch een drukmicrofoon volgens het electro-dynamische principe wil vervaardigen, dan doet men, teneinde de weergave te verbeteren voor tonen boven en beneden deze resonantiefrequentie beter af te stappen van het systeem met

één vrijheidsgraad, dat slechts één resonantiefrequentie heeft, en over te gaan tot het invoeren van meerdere vrijheidsgraden, die aanleiding geven tot eenige opeenvolgende resonantiefrequenties (fig. 8).

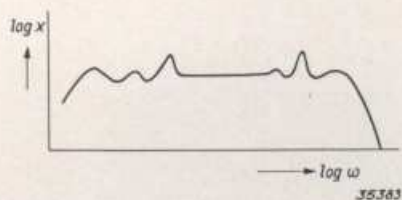


Fig. 8. Resonantiekromme voor een systeem met meer dan één vrijheidsgraad.

Inderdaad kan men er op deze wijze voor zorgen, dat de gevoeligheid van de microfoon over een grootter frequentiegebied niet sterk verandert, maar de weergave is dan vooral voor het gesproken woord minder fraai, door de maxima, die in de gevoeligheidskromme van fig. 8 de ligging der resonantiefrequenties aangeven. Daarom zullen wij in dit artikel hier niet nader op in gaan en slechts microfoons met één vrijheidsgraad behandelen.

De geluidsdruk in een punt hangt niet af van de stand van het vlakje, waarop men haar werking wil meten. Zoo zal dus ook de werking van een drukmicrofoon niet afhangen van de stand van het trillende membraan ten opzichte van de voortplantingsrichting der geluidsgolven. Een drukmicrofoon is derhalve even gevoelig naar alle zijden, zoodat het polaire richtingsdiagram der gevoeligheid van deze microfoon een cirkel is. Zijn de afmetingen van de microfoon niet klein ten opzichte van de golflengte van het geluid, dan vervormt de microfoon zelf het geluid, zoodat afwijkingen van deze eenvoudige vorm optreden ¹⁾.

Drukgradient-microfoons

Is een membraan of een trilplaatje aan zijn beide zijden (fig. 9) te bereiken door de geluids-

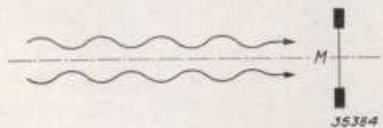


Fig. 9. Drukgradient-microfoon. Het membraan *M* wordt aan beide zijden door de luchttrillingen beïnvloed.

golven, dan zullen deze met een zeker faseverschil aan vóór- en achterzijde aankomen. Bedraagt de geluidsdruk aan de vóórzijde van het membraan

$$p_1 = p_o \cos \omega t (11)$$

en hebben de golven een weg, die *l* cm langer is,

af te leggen om de achterzijde te bereiken, dan wordt voor een golflengte λ de geluidsdruk aan de achterzijde van het membraan:

$$p_2 = p_o \cos (\omega t - 2\pi l / \lambda) = p_o \cos (\omega t - kl) . . (12)$$

waarin $k = 2\pi / \lambda = \omega / c$, als *c* de geluidssnelheid voorstelt. Heeft het membraan een oppervlak *O*, dan werkt daarop een kracht $K_{\sim}$, die het product is van dit oppervlak en het drukverschil $p_1 - p_2$.

$$K_{\sim} = O (p_1 - p_2) = O p_o [\cos \omega t - \cos (\omega t - kl)] (13)$$

Daar deze kracht evenredig is met de drukgradient, dat is het drukverval per eenheid van lengte, worden dergelijke microfoons drukgradient-microfoons genoemd.

Zijn de afmetingen van de microfoons klein ten opzichte van de golflengte, dwz. $l \ll \lambda$, of $kl \ll 2\pi$, dan wordt de kracht bij benadering

$$K_{\sim} \approx -O p_o kl \sin \omega t (14)$$

Bij een bepaalde waarde p_o van de geluidsdruk neemt de amplitude van de kracht, die werkt op het membraan van een drukgradient-microfoon, evenredig toe met *k*, dwz. evenredig met de frequentie. De bewegingsvergelijking voor het membraan wordt:

$$m \ddot{x}_{\sim} + r \dot{x}_{\sim} + s x_{\sim} = K_{\sim} = -C p_o \omega \sin \omega t, (15)$$

welke zich voor de erbij aangegeven frequentiegebieden weer op de volgende wijzen laat vereenvoudigen:

$$\omega \gg \omega_o : m \ddot{x}_{\sim} = -C p_o \omega \sin \omega t; . . . (16)$$

$$\omega \approx \omega_o : r \dot{x}_{\sim} = -C p_o \omega \sin \omega t; . . . (17)$$

$$\omega \ll \omega_o : s x_{\sim} = -C p_o \omega \sin \omega t. . . . (18)$$

Door integratie vindt men uit (16) en (17) de volgende uitdrukkingen:

$$m \dot{x}_{\sim} = C p_o \cos \omega t, ... (16')$$

$$r x_{\sim} = C p_o \cos \omega t, ... (17')$$

welke resp. gelden voor $\omega \gg \omega_o$ en voor $\omega \approx \omega_o$. Uit formule (16 en 16') zien wij, dat voor frequenties voldoende ver boven de resonantiefrequentie de verhouding van de snelheid van het membraan en de geluidsdruk onafhankelijk gaat worden van de frequentie. Zooals wij reeds bespraken, is dit juist hetgeen men noodig heeft voor een electrodynamische (of electromagnetische) microfoon. Gebruikt men een drukgradient-microfoon, werkende volgens het electrodynamische principe, dan kan men derhalve een goede weergave krijgen voor alle frequenties gelegen boven het resonantiegebied.

¹⁾ Vgl.: Philips techn. T. 4, 144, 1939.

Zou men een drukgradient-microfoon willen uitvoeren als kool-, piezo-electrische of condensator-microfoon, dan zou deze slechts te gebruiken zijn voor frequenties in de buurt van de resonantie, aangezien de elongatie slechts in dit smalle gebied evenredigheid is met de geluidsdruk.

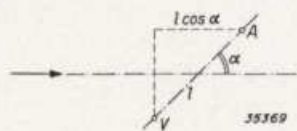


Fig. 10. Een drukgradient-microfoon heeft de maximale gevoeligheid, indien de punten V en A , die vóór- en achterzijde van het membraan voorstellen, in de richting van het invallende geluid achter elkaar liggen, zoodat het wegverschil voor een vlakke geluidsgolf l bedraagt. Maakt de geluidsgolf met de microfoon een hoek α dan is dit wegverschil slechts $l \cos \alpha$.

Het drukverschil tusschen voor en achterzijde van het membraan hangt af van de richting van de geluidsgolf. Derhalve zal bij een drukgradient microfoon de geïnduceerde EMK afhangen van de stand van het membraan ten opzichte van de voortplantingsrichting der geluidsgolven. Geven wij in fig. 10 de vóór- en achterzijde van het membraan aan met de punten V en A , waarvoor het wegverschil l bedraagt, dan wordt de projectie van dit wegverschil, op de voortplantingsrichting der golven, gelijk aan $l \cos \alpha$. In de formules (12) (14) moet men dan l door $l \cos \alpha$ vervangen, zoodat dus ook de geïnduceerde EMK evenredig zal zijn met $\cos \alpha$. Zet men deze EMK in een polair diagram uit in afhankelijkheid van de hoek α , dan verkrijgt men een richtingsdiagram, dat bestaat uit twee aan elkaar rakende cirkels (fig. 11).

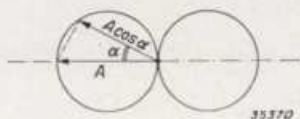


Fig. 11. Het polaire diagram der gevoeligheid van een drukgradient-microfoon bestaat uit twee elkaar rakende cirkels. Onder een hoek α is de gevoeligheid $A \cos \alpha$.

Staat het membraan loodrecht op zijn gevoeligste stand, dan wordt er in het geheel geen EMK geïnduceerd, aangezien dan de geluidsgolven gelijktijdig de beide zijden van het membraan bereiken, zoodat er geen drukverschil optreedt. Microfoons met een dergelijk richtingsdiagram kan men goed gebruiken in ruimten, waarin veel lawaai en nagalm ²⁾ aanwezig is, daar dit ongewenschte geluid gemiddeld met eenzelfde intensiteit uit alle richtingen op het membraan aankomt, terwijl het te versterken geluid er uit een bepaalde richting op valt.

²⁾ Vgl.: Philips techn. T. 3, 226, 1938.

Combinatie van druk- en drukgradient-microfoon.

Schakelt men een druk- en een drukgradient-microfoon electrisch met elkaar in serie, dan verkrijgt men een microfoon, waarvan de EMK gelijk wordt aan de som der EMK's dezer beide microfoons. Zou in de drukmicrofoon bijv. E_1 worden opgewekt en in de drukgradient-microfoon bij de gevoeligste stand eveneens E_1 , dan wordt bij een willekeurige stand van deze laatste (onder een hoek α) de totale EMK:

$$E = E_1 (1 + \cos \alpha) \dots \dots (19)$$

Het polaire richtingsdiagram wordt dan een zg. cardioïde (fig. 12). Voor $\alpha = 0^\circ$ is de gevoeligheid het grootst, terwijl in de tegengestelde richting ($\alpha = 180^\circ$) de gevoeligheid 0 zou zijn, daar de druk- en de drukgradient-microfoon bij een oriëntatie in die richting juist gelijke en tegengestelde EMK's leveren. Van een dergelijke eigenschap kan men met vrucht gebruik maken, als het de bedoeling is het geluid uit een bepaalde richting weer te geven, terwijl men dat uit de tegenstelde richting wil onderdrukken.

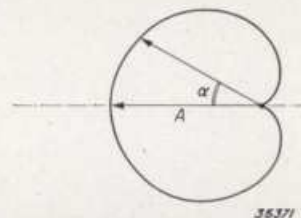


Fig. 12. Het polaire diagram der gevoeligheid van een combinatie van een druk- en een drukgradient-microfoon, die dezelfde maximale gevoeligheid bezitten, is een cardioïde.

Technische uitvoeringsvormen

Na deze beschouwingen van algemeenen aard willen wij nu nog een viertal door Philips uitgevoerde vormen van microfoons in het kort behandelen.

Koolmicrofoon

Bij het opnemen van het gesproken woord kunnen koolmicrofoons goed worden gebruikt. Weliswaar is bij zeer groote geluidsdrukken het geleidingsvermogen tusschen de korrels niet evenredig met de erop uitgeoefende druk, zoodat het geluid zal worden vervormd, maar koolmicrofoons hebben het voordeel, dat zij een veel grotere EMK leveren dan andere soorten microfoons. Derhalve is bij een koolmicrofoon een veel kleinere versterking nodig, hetgeen haar uitermate geschikt maakt voor eenvoudige toepassingen.

De gevoeligheid der koolmicrofoons is des te grooter, naargelang men hierin grotere korrels kool

gebruikt. Daardoor gaat echter de kwaliteit van het geluid achteruit, want het ruisen neemt toe met de grootte der korrels. Verder klinkt de kool



Fig. 13. Koolmicrofoon, type 4225, in een uitvoering speciaal voor reporters. De microfoon (doorsnede 5,5 cm) kan aan het knoopsgat van de jas worden gehangen.

bij het gebruik wat in, zoodat de gevoeligheid met verloop van tijd eenigszins achteruitgaat, hetgeen men kan verhelpen door even op de microfoon te tikken.

Een aardige toepassing van de koolmicrofoon, is de in fig. 13 afgebeelde reportermicrofoon (type 4225), die men in een knoopsgat van een jas kan bevestigen. De relatieve gevoeligheid uitgedrukt als geluidsenergie in db wordt in afhankelijkheid van de frequentie weergegeven in fig. 14, waaruit blijkt,

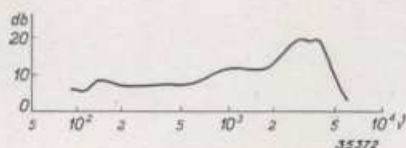


Fig. 14. Relatieve gevoeligheid van de koolmicrofoon, type 4225, uitgedrukt in db, in afhankelijkheid van de frequentie.

dat de resonantiefrequentie bij ong. 3 000 per/sec ligt, terwijl de gevoeligheid boven 5 000 per/sec snel afneemt met toenemende frequentie. In fig. 15 is de richtingsafhankelijkheid van de relatieve gevoeligheid uitgezet in rechthoekige coördinaten, resp. voor frequenties van 1 000 en 5 000 per/sec. Men ziet, dat de gevoeligheid bij 1 000 per/sec (kromme *a*) zeer weinig varieert met de richting, zoodat de ideale drukmicrofoon goed wordt benaderd. Bij hogere frequenties treedt echter een

veel grootere afhankelijkheid van de richting op, zoodals kromme *b* duidelijk laat zien. Dit is een gevolg van het feit, dat voor frequenties van ongeveer 5 000 per/sec de afmetingen van de microfoon niet klein zijn ten opzichte van de golflengte.

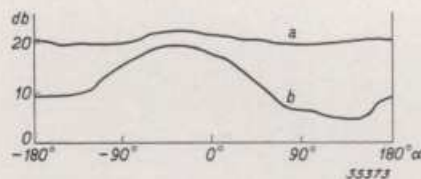


Fig. 15. Relatieve gevoeligheid van de koolmicrofoon, type 4225, in afhankelijkheid van de richting, waaruit het geluid er opvalt; a) bij 1 000 per/sec; b) bij 5 000 per/sec.

Kristalmicrofoon

In het in fig. 2 gegeven schetsje worden de luchttrillingen door middel van een membraan overgebracht op een piëzo-electrisch kristal, bijv. van seignettezout ($\text{NaKC}_4\text{O}_6, 4\text{H}_2\text{O}$). Teneinde te vermijden, dat de gevoeligheid voor grootte frequenties onregelmatig met de frequentie verloopt tengevolge van resonanties in het aandrijfsmechanisme, doet men beter de kristallen van seignettezout rechtstreeks als membraan te gebruiken. Dit is dan ook geschied in de kristalmicrofoon (type 9 529), die o.a. is toegepast in het in fig. 16 weergegeven tafelmodel der zg. eikelmicrofoon. Hierbij is echter nog het volgende te bedenken. Rekt men een dun rechthoekig kristalplaatje van seignettezout in de lengterichting (fig. 17a), dan krijgen de beide zijden van het dunne plaatje tegenge-



Fig. 16. Eikelmicrofoon van de kristalmicrofoon, type 9 529, uitgevoerd met tafelstatief (hoogte ongeveer 9 cm).

stelde ladingen, zoodat zij bij gebruik als membraan (fig. 17b), waarbij het plaatje wordt gebogen en dus de beide zijden van het plaatje resp. uitgerekt en samengedrukt worden, dezelfde polari-

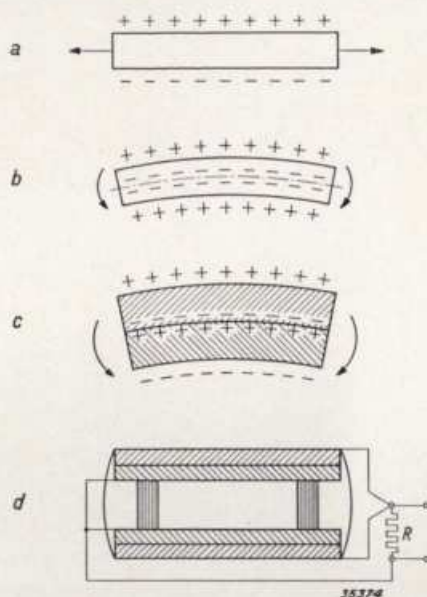


Fig. 17. a) Wordt een piëzo-electrisch kristalplaatje gerek, dan ontstaan tegengestelde elektrische ladingen op de zijvlakken. Onder druk zijn de ladingen omgekeerd.

b) Bij buigen hebben de elektrische ladingen op de zijvlakken hetzelfde teken, dat tegengesteld is aan het teken der ladingen in de neutrale laag, die niet van lengte verandert.

c) Zijn twee piëzo-electrische kristalplaatjes met tegengestelde oriëntatie op elkaar geplakt, dan ontstaat een zg. bimorf kristal, dat bij buigen tegengestelde ladingen op de zijvlakken krijgt.

d) Het piëzo-electrische kristal, dat in de kristal-microfoon, type 9 529, is gebruikt, bestaat uit twee bimorfe kristallen, die elk slechts aan één zijde de druk der luchttrillingen ondervinden.

teit zouden krijgen. Plakt men twee kristalplaatjes zoo op elkaar, dat hun polariteiten tegengesteld zijn (fig. 17c), dan heeft men een plaatje, dat bij doorbuigen aan zijn beide zijvlakken tegengestelde ladingen krijgt³⁾. Twee van dergelijke „bimorfe” kristalplaten worden tezamen gemonteerd op een wijze, zooals in fig. 17d is te zien. Ieder dezer platen ondervindt slechts aan de buitenzijde de invloed van de geluidsdruk, zoodat wij te maken hebben met een drukmicrofoon.

In fig. 18, resp. fig. 19, is weergegeven, hoe de relatieve gevoeligheid in db afhangt van de frequentie, resp. van de richting, waaruit het geluid de kristalmicrofoon treft. Voor frequenties tot 5 000 per/sec blijkt de gevoeligheid vrijwel niet af te hangen van de richting en ook daarboven slechts weinig. Dit is een gevolg van de kleine afmetingen van het piëzo-electrische kristal. De resonantie

ligt bij 4 000 à 5 000 per/sec en is niet storend. Teneinde er voor te zorgen, dat niet alleen de opgewekte EMK $E_{\sim}$, maar ook de klemspanning $V_{\sim}$ slechts weinig van de frequentie afhangt, moet men de uitwendige weerstand R , waarover de elektrische stroomkring van de microfoon wordt gesloten, grooter maken dan de inwendige impedantie van de microfoon. Daar het kristal zich gedraagt als een capaciteit C , wordt de klemspanning

$$V_{\sim} = R \cdot i_{\sim} = \frac{E_{\sim}}{1 + 1/\omega^2 C^2 R^2} \quad (20)$$

Deze uitdrukking is slechts onafhankelijk van de frequentie, als $\omega CR \gg 1$, dwz. voor voldoende hoge frequenties, en neemt voor $\omega CR \ll 1$ lineair met de frequentie toe. Is de microfooncapaciteit bijv. $C = 2\,000 \mu\text{F}$ en de uitwendige weerstand $R = 1\text{ M}\Omega$, dan zal bij een frequentie van ongeveer 80 per/sec de waarde van ωCR ongeveer 1 zijn, zoodat $V = 0,72 E$. Boven 100 per/sec verandert de klemspanning niet meer veel met de frequentie.

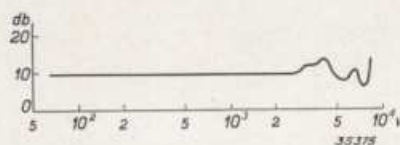


Fig. 18. Relatieve gevoeligheid van de kristalmicrofoon, type 9 529, uitgedrukt in db, in afhankelijkheid van de frequentie.

Bij de technische uitvoering dezer kristalmicrofoon is er voor gezorgd, dat de microfoon goed beschermd is tegen het binnendringen van vocht, aangezien de kristallen van seignettezout hier tegen niet goed bestand zijn. Verder mag de microfoon niet te warm worden. Komt het seignettezout nl. op een temperatuur boven 55°C , dan verliest het zijn kristalwater, dat verantwoordelijk is voor zijn piëzo-electrische eigenschappen. Wordt de temperatuur weer lager, dan wordt het kristalwater niet opnieuw gebonden. Gelukkig ligt de grens van 55°C zoo hoog, dat zij onder normale omstandigheden nooit wordt bereikt.

Bandmicrofoon

Bij de in fig. 20 afgebeelde bandmicrofoon, (type 9 522) in tafelmodel is een geribbelde bandje aluminium met een dikte van enkele microns uitgespannen

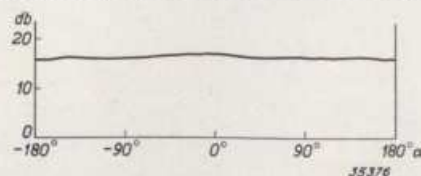


Fig. 19. Relatieve gevoeligheid van de kristalmicrofoon in afhankelijkheid van de richting, bij 5 000 per/sec.

³⁾ Volgens octrooien van Brush Crystal Company, Cleveland (Ohio).

tusschen de poolschoenen van een permanente magneet. De luchttrillingen oefenen hun druk uit op beide zijden van het bandje, dat dus werkt als drukgradient-microfoon. Door de beweging van het bandje in een magneetveld wordt een EMK opge-



Fig. 20. Bandmicrofoon, type 9522, in geopende toestand (ongeveer 20 cm hoog en 9 cm breed).

wekt in de stroomkring, waarin het bandje is opgenomen, zoodat wij te maken hebben met een microfoon van het electro-dynamische type. Volgens de voorafgaande beschouwingen zal voor een drukgradient-microfoon van het electro-dynamische type de weergave vrijwel niet van de frequentie afhangen, als wij boven de resonantie werken; formule (16'). Bij deze bandmicrofoon ligt de resonantiefrequentie bij ongeveer 50 per/sec, hetgeen voldoende laag is om voor de frequenties van spraak en muziek een vrijwel constante gevoeligheid te waarborgen.

Uit fig. 21 blijkt, dat de relatieve gevoeligheid van deze bandmicrofoon voor de frequenties van 100 tot 5 000 per/sec slechts weinig verandert, terwijl zij bij 5 000 per/sec begint af te nemen. Men kan dit als volgt verklaren. De gevoeligheid der microfoon is bij benadering gegeven door formule (14). Wordt echter het product $kl = 2\pi vl/c$ van de orde van grootte van 2π , dan geldt (14) niet meer, maar moet men in de reeksontwikkeling van de exacte formule (13) ook nog de volgende termen meerekenen. Uit nadere beschouwingen⁴⁾ blijkt, dat de ge-

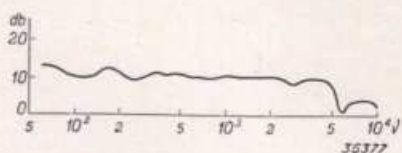


Fig. 21. Relatieve gevoeligheid van de bandmicrofoon, type 9522, uitgedrukt in db, in afhankelijkheid van de frequentie.

⁴⁾ J. de Boer, Physica, 5, 545, 1938.

voeligheid der microfoon vrijwel niet met de frequentie zal veranderen tot aan die frequentie, waarvoor $kl = \pi$, dus het product van k en de breedte $a = l/\pi$ van de poolschoen ongeveer 1 is. Nu is $k = 2\pi v/c = 2\pi v/34\,000$, zoodat wij bij een breedte der poolschoenen van ongeveer 1 cm mogen verwachten, dat de gevoeligheid weinig verandert tot aan een frequentie van 5 000 per/sec. Voor hogere frequenties neemt de gevoeligheid dan vrij snel af, zooals ook in fig. 21 is te zien. Zou men de gevoeligheid pas bij een hogere frequentie willen laten afnemen, dan kan men dit bereiken door de poolschoenen kleiner te maken, maar onder overigens gelijke omstandigheden gaat dit volgens (14) ten koste van de grootte der gevoeligheid.

In fig. 22 is aangegeven, hoe bij 5 000 per/sec de relatieve gevoeligheid van de bandmicrofoon afhangt van de richting, waaruit het geluid invalt; voor lagere frequenties is het verloop vrijwel hetzelfde. Zooals voor een drukgradient-microfoon verwacht moet worden, is de gevoeligheid voor geluid uit richtingen loodrecht op de gevoeligste vrijwel nul.

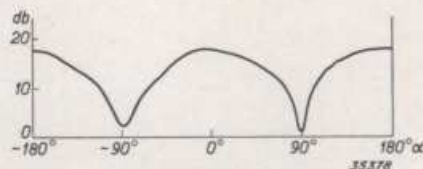


Fig. 22. Relatieve gevoeligheid der bandmicrofoon in afhankelijkheid van de richting, bij 5 000 per/sec.

Spoelmicrofoon

Tenslotte beschrijven wij nu nog een tweede soort drukgradient-microfoon van het electro-dynamische type. Teneinde een grotere EMK te verkrijgen bestaat bij deze zg. spoelmicrofoon de stroomgeleider, die in een magnetisch veld kan bewegen, uit een elektrische spoel. In fig. 23 is een aan de achterzijde van het membraan opengemaakte



Fig. 23. Spoelmicrofoon, type 9528, in geopende toestand, waarbij men tegen de achterzijde van het magnetisch circuit aan ziet (doorsnede in fig. 24); diameter ongeveer 9 cm.

spoelmicrofoon afgebeeld. In de schematische doorsnede (fig. 24) ziet men, dat de spoel *Sp* is gewikkeld op een papieren kapje, dat bevestigd is aan het membraan. Het spoeltje beweegt in een ringvormig magnetisch veld.

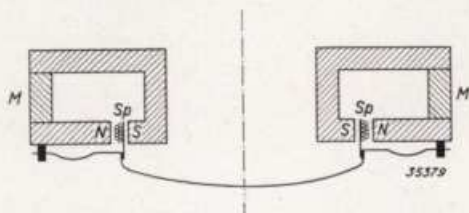


Fig. 24. Doorsnede van spoelmicrofoon. De spoel *Sp* is gewikkeld op een papieren kapje, waarvan men de rand ook in fig. 23 kan zien in de luchtspleet tussen de beide polen. N noordpool, S zuidpool. M zijn de drie stukjes magneetstaal, die de magnetomotorische kracht leveren voor het weekijzeren circuit.

Verder ziet men in fig. 23, dat het magnetische circuit niet over de volle omtrek van de ring is gesloten, maar slechts over drie gedeelten door middel van stukjes magneetstaal *M*. De buitenring en binnenring, die de noord- en de zuidpool vormen, zijn van weekijzer vervaardigd. Was, zooals wel bij het magnetisch systeem van een luidspreker gebeurt, het magneetstaal uitgevoerd als een volledige cylindermantel, dan zou het totale aantal door de trillende spoel gesneden krachtlijnen en daarmee tevens de erin opgewekte EMK grootter kunnen zijn. Toch is een dergelijke uitvoering niet gekozen teneinde te vermijden, dat het magnetisch systeem een rezonerende cylindervormige ruimte achter het membraan vormt (open orgelpijp), hetgeen aanleiding geeft tot onregelmatigheden in de wijze, waarop de gevoeligheid afhangt van de frequentie.

Door de inklemming van het membraan heel soepel te maken is er voor gezorgd, dat de resonantie-frequentie onder 100 per/sec komt te liggen. Van

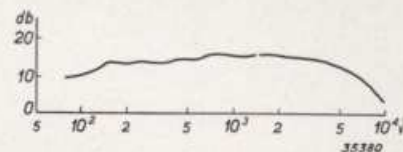


Fig. 25. Relatieve gevoeligheid van de spoelmicrofoon, type 9 528, uitgedrukt in db, in afhankelijkheid van de frequentie.

deze frequentie af blijkt volgens fig. 25 de relatieve gevoeligheid tot ongeveer 5 000 per/sec weinig van de frequentie af te hangen. De grootte der gevoeligheid is zoodanig, dat men bij een geluidsdruk van 1 dyne/cm² en een uitgangsimpedantie van de microfoon van 500 Ω een spanning verkrijgt van 0,9 mV.

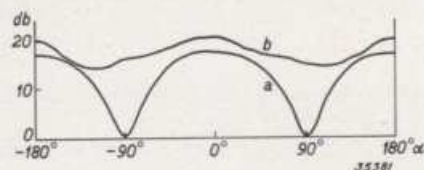


Fig. 26. Relatieve gevoeligheid van de spoelmicrofoon in afhankelijkheid van de richting; a) bij 500 per/sec.; b) bij 5 000 per/sec.

De wijze, waarop de relatieve gevoeligheid afhangt van de richting, waaruit het geluid komt, is in fig. 26 weergegeven. Bij een frequentie van 500 per/sec is de gevoeligheid voor richtingen loodrecht op de gevoeligste wel ongeveer nul (fig. 26a), zooals men moet verwachten voor een drukgradient-microfoon, maar voor hogere frequenties zijn de minima minder uitgesproken (fig. 26b).

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1469: F. A. Kröger: Note on the wurtzite-sphalerite transition of zincsulphide (Z. Kristallogr. A **102**, 136-137, Nov. 1939).

Zinksulfide bestaat in twee enantiotrope toestanden, die hun overgangspunt hebben bij $1020 \pm 5^\circ\text{C}$. De omzettingssnelheid hangt sterk af van de temperatuur en de afmetingen der kristallen.

1470: A. Bouwers: The indirect radiograph (Radiology **33**, 357-362, Sept. 1939).

Het indirecte röntgenbeeld, dat men verkrijgt door van het directe beeld op het scherm een verkleinde foto op te nemen, wordt vergeleken met het directe beeld. Bij ongeveer gelijke contrasten blijkt de onscherpte van het indirecte beeld omgekeerd evenredig te zijn met de derde machtswortel uit de intensiteit van het verkleinde beeld. Daar deze evenredig is met het kwadraat van de apertuur, moet men de relatieve apertuur zoo groot maken, als mogelijk is zonder de reproductiefouten hinderlijk groot te laten worden. Gebruikt men voor het indirecte beeld een buis met roteerende anode, dan staat zijn fotografische kwaliteit niet ten achter bij die, welke door directe fotografie met een stilstaande anode kan worden verkregen. Tenslotte wordt aangegeven, hoe men met een roteerende anode de beste opnamen kan verkrijgen op het gebruikelijke formaat van 24 bij 32 mm der miniatuur camera's.

1471: E. J. W. Verwey and K. F. Niessen: The electrical double layer at the interface of two liquids (Phil. Mag. **28**, 435-446, Oct. 1939).

Het potentiaalverloop in de buurt van een grensvlak tusschen twee vloeistoffen, waarover een kleine hoeveelheid electrolyt is verdeeld, wordt nagegaan. Het totale potentiaalverschil, dat een gevolg is van het feit, dat de eene vloeistof een overschot aan positieve ionen bevat en de andere een even groot overschot aan negatieve, wordt gesplitst in twee gedeelten, die resp. aan de beide zijden van het grensvlak optreden. Het grootste gedeelte van het potentiaalverval komt in die vloeistof, waarvoor het product van ionenconcentratie en dielectrische constante het kleinst is. In het algemeen zal dit product voor twee stoffen sterk verschillende waarden hebben en als het totale potentiaalverschil niet al te groot is, komt dit vrijwel geheel te verlopen in de fase, waarvoor dit product het kleinst is. Dit beteekent echter geenszins, dat de breedte

van de ionenatmosfeer aan beide zijden van het grensvlak sterk verschillend behoeft te zijn. Met toenemende grootte van het totale potentiaalverschil wordt de verdeling van het potentiaalverval over beide fasen steeds minder ongelijk. Voor chemische toepassing dezer beschouwingen vergelijkte men **1467**.

1472*: M. J. O. Strutt: Moderne Kurzwellen-Empfangstechnik (245 blz.; Springer, Berlin 1939).

In dit boek worden de problemen behandeld, die zich voordoen bij het ontvangen van radiogolven met golflengten van 50 tot 0,2 m. De problemen, samenhangende met ontvangantennes en met de verbindingen tusschen antenne en ontvangsttoestel, worden besproken. Aangegeven wordt, hoe men bij deze korte golven stroomen, spanningen en impedanties op betrouwbare wijze kan meten. Verder worden de problemen besproken, die optreden bij het ontwerpen van buizen voor het versterken, mengen en gelijkrichten van spanningen en stroomen bij zulke hoge frequenties. Tenslotte worden de gezichtspunten behandeld, die bij het samenstellen van complete ontvanginstallaties van belang zijn. De doorlopende tekst is zooveel mogelijk vrij gehouden van wiskundige beschouwingen, welke echter volledigheidshalve in een aanhangsel zijn vereenigd.

1473: C. J. Bakker: Het splitsen van zware atoomkernen door neutronen (Ned. T. Natuurk. **6**, 333-345, Dec. 1939).

In deze voordracht voor de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging (Sept. 1939) wordt een overzicht gegeven van de resultaten, die bij het beschieten van zware atoomkernen met neutronen zijn verkregen. Hahn en Straßmann ontdekten in Januari 1939, dat men op deze wijze uranium kan splitsen in radioactieve isotopen van barium en lanthanum en geen zg. transuranen verkrijgt, zooals vroeger werd ondersteld. Door een onderzoek in het Philipslaboratorium is aangetoond, dat het primaire splitsingsproces van uranium op verschillende wijzen geschiedt. Verder werden bij een onderzoek aan thorium analoge resultaten verkregen. Vgl. hieromtrent: **1410** en **1420**.

*) Van publicaties, gemerkt met een * is geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

1474*: H. Bremmer: Geometrisch optische benadering van de golfvergelijking (Handelingen 27e Ned. natuurk. en geneesk. Congres te Nijmegen, blz. 88-91, April 1939).

In deze voordracht voor het Natuurk. en geneesk. Congres wordt de bekende benaderingsformule van Wentzel, Kramers en Brillouin voor de oplossing van een golfvergelijking op een nieuwe wijze afgeleid. In het speciale geval van één dimensie kan een exacte oplossing worden gegeven in de vorm van een reeks, waarvan elke term fysisch geïnterpreteerd kan worden en waarvan de eerste term de bekende W.K.B.-benadering is.

1475*: F. A. Heyn: Het breken van uranium- en Thorium-kernen onder neutronenbombardeement (Handelingen 27e Ned. natuurk. en geneesk. Congres te Nijmegen, blz. 110-112, April 1939).

Bombardeert men uranium- of thoriumkernen met neutronen, dan ontstaan onder meer radioactieve edelgassen krypton en xenon. De reacties van deze edelgassen worden in deze voordracht behandeld (zie ook **1410**). Enkele reactie-schema's worden aangegeven.

1476*: J. F. Schouten: Het gebruik van de Fourier-analyse bij de interpretatie der onscherpe afbeelding (Handelingen Ned. Ned. natuurk. en geneesk. Congres, blz. 116-119, April 1939).

In deze voordracht wordt aangetoond, dat tot op zekere hoogte ook uit een onscherpe afbeelding de exacte vorm van een object kan worden afgeleid door gebruik te maken van een stelling uit de Fourier-analyse. Een voorbeeld hiervan is het reconstrueeren van de exacte vorm van een spectraallijn uit het onscherpe beeld, dat ontstaat tengevolge van de eindige breedte van de spleet. Een semi-electrische opstelling wordt gedemonstreerd, waarmee uit de schijnbare lijnvorm de ware lijnvorm onmiddellijk verkregen en op een kathodestraaloscillograaf zichtbaar gemaakt kan worden.

1477*: J. H. van der Tuuk: Metingen in verband met de diepte-scherpte aan röntgenstralen voor spanningen tot 1 miljoen volt (Handelingen Ned. natuurk. en geneesk. Congres, blz. 198—201, 1939).

Voor de inhoud van deze voordracht kan verwezen worden naar Philips techn. T. 4, 161, 1939.

1478: A. Bouwers: La production des rayonnements pénétrants (Acta Univ. int. contra cancerum, Paris 4, 245-253, 1939).

Doordringende stralen, die voor therapie-doel-einden in aanmerking komen zijn:

- a) photonen (Röntgen- en γ -stralen)
- b) neutronen,
- c) electronen (β -stralen).

β - en γ -stralen zijn van natuurlijke oorsprong, terwijl röntgenstralen en neutronen kunstmatig worden verkregen. Neutronen kunnen worden verkregen door natuurlijke γ -stralen op bijv. beryllium te laten inwerken of door de atoomkernen van helium of zware waterstof in voldoende mate te versnellen en eveeens op een plaatje van een geschikt materiaal te laten inwerken. De versnelling kan direct of successief geschieden.

Harde röntgenstralen worden geproduceerd met behulp van generatoren volgens het electrostatische principe of volgens het cascade-principe. Een generator met afgesmolten röntgenbuis voor 1 miljoen volt wordt beschreven. — Een belangrijk probleem is de bescherming tegen ongewenste straling. Voor röntgen- en γ -stralen zijn de middelen bekend. Voor neutronen kan men het beste stoffen gebruiken, die veel waterstof bevatten, bijv. water of paraffine, en deze combineren met een dunne laag van een stof, die borium bevat (bijv. boorzuur).

1479*: J. H. van der Tuuk: Recente metingen aan harde röntgenstralen (Ned. T. Geneesk. **83**, 5815-5819, Dec. 1939).

In deze voordracht voor de Nederlandsche vereeniging voor electrologie en röntgenologie wordt nagegaan in hoeverre een verschil in biologische werking zou kunnen bestaan tusschen röntgenstralen van verschillende hardheid en tusschen röntgenstralen en neutronen. De productie van neutronen en van zeer harde röntgenstralen wordt besproken. Tenslotte wordt uitvoerig ingegaan op de fysische eigenschappen van zeer harde röntgenstralen, zie ook **1477***.

Inhoud van Philips Transmitting News 6, No. 3-4, December 1939.

K. Posthumus and C. A. Gehrels, Some typical phenomena relative to ultra short wave amplifier circuits.

Long wave telegraphy transmitter type KSVK 20/11.

P. Zijlstra, Some theoretical considerations on the Philips ultra short wave radio beacon.